



Mesure de précision de la décroissance super-permise de ^{18}Ne

Haïfa Bouzomita-Zran

► To cite this version:

Haïfa Bouzomita-Zran. Mesure de précision de la décroissance super-permise de ^{18}Ne . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen Normandie, 2015. Français. NNT : . tel-01203286

HAL Id: tel-01203286

<https://hal.in2p3.fr/tel-01203286>

Submitted on 22 Sep 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen Normandie

U.F.R de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 23 Juin 2015

par

Mme. Haïfa Bouzomita-Zran

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Normandie

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

**Mesure de précision de la décroissance
super-permise de ^{18}Ne**

MEMBRES du JURY :

M. Bertram Blank	Directeur de recherches, CENBG	<i>(Rapporteur)</i>
M. David Verney	Chargé de recherches, IPN Orsay	<i>(Rapporteur)</i>
M. Etienne Liénard	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, ENSICAEN	
M. Olivier Sorlin	Directeur de recherches, GANIL	<i>(Directeur de Thèse)</i>

Université de Caen Normandie

U.F.R de Sciences

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 23 Juin 2015

par

Mme. Haïfa Bouzomita-Zran

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Normandie

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

**Mesure de précision de la décroissance
super-permise de ^{18}Ne**

MEMBRES du JURY :

M. Bertram Blank	Directeur de recherches, CENBG	<i>(Rapporteur)</i>
M. David Verney	Chargé de recherches, IPN Orsay	<i>(Rapporteur)</i>
M. Etienne Liénard	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie, ENSICAEN	
M. Olivier Sorlin	Directeur de recherches, GANIL	<i>(Directeur de Thèse)</i>

Remerciements

Par ces quelques lignes, je souhaite adresser mes sincères remerciements à toutes les personnes ayant contribué directement ou de loin à l'aboutissement de ce travail.

Je tiens à remercier tout d'abord la direction du GANIL pour m'avoir accueillie et m'avoir permis d'effectuer ma thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie les membres de jury de cette thèse d'avoir accepté d'en faire partie. Je remercie M. Etienne Liénard d'avoir présidé la soutenance. Je remercie MM. Bertram Blank et David Verney qui ont bien voulu examiner mes travaux et en être les rapporteurs.

Je souhaite exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse M. Olivier Sorlin et mes deux encadrants MM. Geoffrey-Fathom Grinyer et Jean-Charles Thomas pour m'avoir dirigée avec beaucoup de patience et de compréhension pendant quatre ans. Je leur suis reconnaissante pour l'attention qu'ils ont consacré aux moindres détails, pour avoir répondu à toutes mes questions avec une grande clarté et pour tout le savoir qu'il m'ont transmis dans le cadre du travail doctoral qui nous a réuni.

Merci à mes parents, toute ma famille et mes amis pour m'avoir soutenue et encouragée jusqu'au bout. Un gros merci pour mon mari pour m'avoir aidée, supportée et encouragée durant cette thèse.

Table des matières

1	Test du Modèle Standard à basse énergie	25
1.1	La désintégration β	25
1.1.1	Les règles de sélection de la désintégration β	26
1.1.2	La règle d'or de Fermi	27
1.1.3	L'isospin	29
1.2	Les transitions β super-permises de type Fermi	30
1.2.1	Les corrections radiatives	32
1.2.2	Les corrections de brisure de la symétrie d'isospin	33
1.2.3	La valeur de Ft corrigée	35
1.3	Les transitions β miroirs $T=1/2$	37
1.4	La désintégration du neutron libre	39
1.5	La désintégration du pion	40
1.6	La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	41
1.6.1	L'élément V_{ud} de la matrice CKM :	42
1.6.2	Les éléments V_{us} et V_{ub} de la matrice CKM	42
1.7	Étude de la décroissance β de ^{18}Ne ($Z=10$, $N=8$)	44
2	Mesure très précise du temps de vie de ^{18}Ne	49
2.1	L'expérience réalisée	49
2.2	Analyse des données expérimentales	51
2.2.1	Cycles de mesure de la décroissance	51
2.2.2	Tri des données	54
2.2.3	Correction de temps mort	55
2.2.4	Évaluation de la contamination du faisceau	59
2.3	Fonction d'ajustement de la courbe de décroissance de l'activité β de ^{18}Ne	62
2.4	Analyse cycle par cycle	64
2.5	Analyse mesure par mesure	65
2.6	Test de la dépendance des données vis-à-vis des conditions expérimentales	67
2.7	Calcul de l'incertitude systématique	69
2.7.1	L'incertitude associée à la correction de temps mort	70
2.7.2	L'incertitude associée à la contamination du faisceau	71
2.8	Interprétation des résultats	71
2.9	Conclusion	72

3	Protocole d'analyse des données de spectroscopie γ	75
3.1	Introduction :	75
3.2	Caractéristiques physiques du détecteur germanium	75
3.2.1	Effet photoélectrique	76
3.2.2	Effet Compton	76
3.2.3	Création d'une paire $e^+ - e^-$	76
3.3	Étalonnage en efficacité d'un détecteur germanium	77
3.4	Description des tests	78
3.4.1	Les sources utilisées	78
3.4.2	Banc de mesure	79
3.4.3	Acquisition et traitement des données	80
3.4.4	Description de la chaîne électronique d'acquisition	84
3.5	Traitement des données	86
3.5.1	Calcul de l'efficacité de détection	87
3.5.2	Étalonnage en énergie du détecteur de haute précision	88
3.5.3	Procédure d'ajustement des pics γ	89
3.5.4	Choix du meilleur jeu de données pour le calcul de l'efficacité	94
3.5.5	Incertitude systématique totale	96
3.5.6	Résultat final	99
3.6	Conclusion	100
4	Mesure du rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ dans la décroissance de ^{18}Ne	105
4.1	L'installation SPIRAL	105
4.1.1	Production et accélération de faisceaux d'ions stables au GANIL	105
4.1.2	Production de faisceaux d'ions radioactifs à l'aide de l'installation SPIRAL	106
4.1.3	La station d'identification de SPIRAL	107
4.2	Montage de l'expérience E622S	108
4.2.1	Dispositif expérimental	108
4.2.2	Détection des raies γ :	110
4.2.3	Détection des particules β :	111
4.2.4	Acquisition des données	112
4.3	Protocole d'analyse des données de l'expérience E622S	114
4.3.1	Tri des données	114
4.3.2	Problème de relâchement de l'activité collectée	118
4.3.3	Mesure du rapport d'embranchement	120
4.4	Détermination du nombre de particules β émises par ^{18}Ne	122
4.4.1	Mesure du bruit de fond β	122
4.4.2	Contribution de ^{18}F à l'activité β	123
4.4.3	Nombre de particules β émises par ^{18}Ne dans les mesures de rapport d'embranchement	125
4.5	Détermination du nombre de raies γ à 1042 keV émises dans la décroissance de ^{18}Ne	128
4.5.1	Etude du pic à 557 keV observé pendant l'expérience E622S	130
4.5.2	Nombre de coups observés à 1041,5 keV	137

4.6	Analyse des rapports d'embranchements obtenus pour les différentes mesures	142
4.7	Résultat final	148
4.7.1	Evaluation de l'incertitude systématique sur le rapport d'embranchement	149
4.7.2	Correction liée aux caractéristiques de la décroissance de ^{18}Ne . . .	150
4.7.3	Corrections du second ordre	150
4.7.4	Valeur de Ft corrigé pour la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne	152

Table des figures

1	La figure présente les trois générations de particules élémentaires et les trois types d'interaction décrites par le Modèle Standard : la zone en violet correspond aux quarks, la zone verte aux leptons et la zone orange aux bosons. Le « boson de Higgs », pierre angulaire du Modèle Standard, a été découvert en juillet 2012.	22
1.1	Valeurs de ft les plus précises mesurées avant 2014 pour des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) dans la décroissance β^+ de 13 noyaux : ^{10}C , ^{14}O , ^{22}Mg , $^{26}\text{Al}^m$, ^{34}Cl , ^{34}Ar , $^{38}\text{K}^m$, ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co , ^{62}Ga et ^{74}Rb [8].	33
1.2	Comparaison de la correction de brisure de la symétrie d'isospin δ_C appliquée aux valeurs ft pour différents noyaux se désintégrant par émission β super-permise à partir de différents modèles théoriques. Ces données sont tirées des références [10, 11, 12, 13, 14, 15].	35
1.3	Systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+, T = 1$) représentées en fonction du numéro atomique Z du noyau fils pour des corrections de la brisure de symétrie d'isospin calculées dans le cadre du modèle en couches à l'aide de potentiels de type Woods-Saxon (en haut) et dans des approches de type Hartree-Fock (en bas). La ligne horizontale (en rouge) donne la valeur moyenne de Ft associée à l'ensemble des valeurs considérées. L'incertitude sur cette moyenne est représentée par les deux traits pointillés. Ces données sont tirées des références (de haut en bas et de droite à gauche) [11, 12, 10, 15].	36
1.4	Valeurs de V_{ud} déterminées à partir des transitions super-permises de type Fermi [7], de la désintégration du neutron libre [26], des transitions entre noyaux miroirs [19] et de la désintégration du pion [31].	43
1.5	Les sources d'incertitudes sur la valeur du premier élément V_{ud} de la matrice CKM pour : a) les transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$), b) les transitions miroirs, c) la désintégration du pion et, d) la désintégration de neutron libre. Les incertitudes d'origine expérimentale sont indiquées en jaune, en rouge celles d'origine radiative et en bleu celles d'origine nucléaire.	44
1.6	Schéma de décroissance de ^{18}Ne . La transition super-permise entre états isobariques analogues ($0^+ \rightarrow 0^+$) qui nous intéresse alimente l'état à 1041,5 keV dans le noyau ^{18}F	46

1.7	Comparaison de la valeur de Ft corrigée obtenue pour la transition super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne ($Ft = 2914(79)$ s) et celles des 14 autres transitions super-permises mesurées avec le plus de précision. La valeur moyenne obtenue à l'aide de ces 14 transitions est indiquée à l'aide d'un trait rouge. Elle vaut 3072,27(72) s.	47
2.1	Schéma du dispositif de détection qui a servi à mesurer la durée de vie de ^{18}Ne à TRIUMF. Il est composé d'un ensemble de détecteurs de particules β SCEPTAR, qui regroupe 20 scintillateurs plastiques, entourant une bande de mylar aluminée sur laquelle les ions radioactifs sont implantés. L'ensemble est entouré par le spectromètre γ « 8π » qui est composé de 20 détecteurs germanium de haute résolution.	50
2.2	Nombre de particules β enregistré à chaque instant t d'une mesure. Chaque cycle se compose de 5 secondes de mesure du bruit de fond, 2,5 secondes de mesure de l'activité au cours de la collection du faisceau, 40 secondes de mesure de la décroissance de l'activité collectée et 1 seconde pendant laquelle de la bande est déplacée.	52
2.3	Nombre total d'évènements β dans chaque cycle d'une mesure représentative effectuée à la fin de l'expérience.	55
2.4	Nombre d'évènements enregistrés lors des deux derniers cycles d'une mesure donnée. L'avant dernier cycle de la mesure est représenté en rouge et le dernier cycle en noir : ce dernier est toujours interrompu avant la fin et n'est donc jamais pris en compte dans l'analyse des données.	56
2.5	Nombre d'évènements enregistrés avec une source radioactive puis avec une source et un générateur d'impulsions au cours d'une mesure du temps mort fixe de l'acquisition.	57
2.6	Nombre de particules β détectées au cours d'une mesure de la décroissance de ^{18}Ne . Les données brutes issues d'un des détecteurs plastique sont représentées en noir. La courbe en rouge correspond au nombre de désintégrations observées corrigé du temps mort de l'acquisition. La correction est de l'ordre de 15 % pendant le premier intervalle de 0,1 seconde de la phase de désintégration (à $t = 10$ s dans cet exemple).	58
2.7	Spectre des raies γ enregistré avec un détecteur du dispositif 8π lors d'une mesure longue de l'activité γ . On distingue clairement les deux raies γ principales attendues dans la décroissance de ^{18}Ne : la raie à 511 keV associée à l'annihilation des positrons émis, ainsi que la raie à 1042 keV consécutive de la transition ($0^+ \rightarrow 0^+$) super-permise.	59
2.8	Activité γ associée à la décroissance de ^{18}Ne pour la totalité d'un « mauvais » cycle long. La phase d'implantation de ce cycle présente plusieurs chutes d'intensité.	60
2.9	Le nombre de coups observé à 511 keV pendant l'intégralité d'un cycle de mesure représentatif, corrigé du temps mort et de l'empilement. La courbe rouge correspond à l'ajustement des données, obtenu comme la somme d'une contribution constante du bruit de fond, de la contribution de ^{18}Ne et celle de ^{18}F issue directement du faisceau et de la décroissance de ^{18}Ne . Cette figure est tirée de la référence [37].	61

2.10	La figure à gauche présente l'ajustement d'une mesure représentative en utilisant l'équation 2.8 pour extraire le temps de vie de ^{18}Ne . Celle de droite présente le résidu obtenu lors de l'ajustement, c'est-à-dire la différence entre l'ajustement et les données ajustés.	63
2.11	Simulations Monte-Carlo du taux de décroissance β attendu dans la décroissance d'un échantillon de ^{18}Ne pour des contaminations en ^{18}F de 0 à 10^9 ions/s.	64
2.12	Temps de vie obtenus à partir des ajustements des décroissances générées à partir des simulations Monte-Carlo pour différentes intensités de contamination en ^{18}F . La ligne continue rouge représente la valeur de la durée de vie de ^{18}Ne obtenue dans la référence [37].	65
2.13	Valeurs de temps de vie de ^{18}Ne obtenues à partir des cycles individuels.	66
2.14	La distribution du paramètre χ^2 normalisé en fonction des cycles enregistrés avec le premier détecteur pour les trois seuils de discriminateur (bas, moyen et haut).	66
2.15	Temps de vie de ^{18}Ne extrait des 53 mesures effectuées avec le premier détecteur (à gauche) et le deuxième détecteur (à droite) de l'ensemble SCEPTAR. Les lignes rouges continues et en pointillés représentent la valeur moyenne des 53 mesures et l'incertitude statistique sur cette valeur.	67
2.16	Temps de vie déterminés pour différents points de départ de l'ajustement de $t = 0$ s à $t = 9$ s (plus de cinq fois la durée de vie de ^{18}Ne) après le début de la décroissance. Le trait en rouge correspond à la valeur de durée de vie obtenue pour l'ajustement commençant à $t=0$ s et l'incertitude statistique associée. Ces données sont issues du premier détecteur (prise en compte de tous les cycles).	68
2.17	Valeurs de temps de vie obtenues pour des données prises avec différents seuils de discriminateur en fonction du point de départ de l'ajustement. Ces données sont issues de premier détecteur (prise en compte de tous les cycles).	69
2.18	La figure montre l'amélioration de la précision sur la mesure du temps de vie de ^{18}Ne au cours de ces quarante-cinq dernières années. Le résultat obtenu pendant la thèse est compatible avec les mesures les plus précises réalisées jusqu'ici. Ces données ont été prises des références suivantes : [33, 34, 35, 36, 37, 48].	73
3.1	Photographie du détecteur germanium du CENBG obtenue à l'aide de rayons X. Le cristal présente une inclinaison de 1° par rapport à l'enveloppe de la tête du détecteur.	77
3.2	Schéma de décroissance de ^{60}Co indiquant les énergies des transitions γ et les valeurs de J^π correspondant à chaque niveau, la force des transitions β ($\log(\text{ft})$) et les rapports d'embranchements vers les états peuplés, les durées de vie des transitions et l'énergie des transitions γ émises entre les différents niveaux. Les deux transitions γ qui nous intéressent sont celles émises en cascade à 1173,2 keV et à 1332,5 keV (http://www.nndc.bnl.gov/ensdf).	79

3.3	Photographie du banc de mesure de l'efficacité du détecteur HPGe. La source de ^{60}Co est positionnée à une distance fixe du centre de la fenêtre d'entrée du détecteur, monitorée en temps réel $x = 0$, $y = 0$ et $z = 151.9 = 150 \text{ mm}$ (distance source détecteur) $+1.9 \text{ mm}$ (épaisseur du porte source). Le détecteur est maintenu à une température voisine de $-184 \text{ }^{\circ}\text{C}$ grâce à un système de refroidissement par azote liquide.	80
3.4	Image prise à l'oscilloscope de l'empilement de deux signaux analogiques en sortie d'un amplificateur (en violet). La porte de codage du signal apparaît en jaune : elle se ferme dans cet exemple après $15 \mu\text{s}$ (soit trois fois le temps de mise en forme du signal dans cet exemple), juste après le passage par un maximum de la seconde impulsion. Le signal rapide en bleu indique la détection par l'amplificateur de l'empilement des deux signaux.	82
3.5	Les trois sortes d'empilement : un pré-empilement, un post-empilement et un post- et pré-empilement. L'intervalle de temps minimal requis par l'amplificateur pour distinguer deux impulsions successives (τ_{PU}) est indiqué en rouge. Le temps mort de l'acquisition est indiqué en bleu. [38]	83
3.6	Le graphe présente la probabilité d'avoir un événement d'empilement en fonction du taux de comptage. Les courbes présentent : (a) l'absence d'empilement, (b) la probabilité de post-empilement, (c) de pré-empilement, (d) de post- et de pré-empilement, et (e) la probabilité totale d'avoir un empilement [38].	84
3.7	Le schéma présente la chaîne électronique d'acquisition et de traitement des signaux délivrés par le détecteur HPGe. Le code de couleur renvoie à la nature des signaux traités : analogiques en violet, logique en marron (TTL, ECL) et en bleu (NIM) et beige pour les signaux associés au module de déclenchement de l'acquisition TGV.	85
3.8	Résultat de l'étalonnage en énergie du détecteur germanium à partir des données issues des deux amplificateurs : à seuil automatique (A_1) et à seuil manuel (A_2).	88
3.9	Exemple de spectre étalonné en énergie utilisé pour la mesure de l'efficacité du détecteur de haute précision : les raies γ les plus intenses sont associées à la décroissance de ^{60}Co (1173 keV et 1332 keV) et au bruit de fond (^{228}Ac , ^{40}K , ^{208}Tl) de la salle d'expérience.	89
3.10	La figure présente les différentes composantes de l'ajustement d'un pic γ au moyen du programme gf3 : une gaussienne symétrique, une gaussienne asymétrique et le bruit de fond (une fonction en marche d'escalier dans cette illustration).	90
3.11	Variation en fonction de l'énergie de la largeur à mi-hauteur des pics associés au bruit de fond. La plupart des points se répartissent comme attendus suivant une droite.	91

3.12	La figure présente pour les données prises avec l'amplificateur à seuil automatique de détection de l'empilement la variation de la hauteur de la gaussienne asymétrique (paramètre R) par rapport à la gaussienne symétrique pour les pics principaux associés à la décroissance de ^{137}Cs , ^{228}Ac , ^{40}K et ^{208}Tl . La largeur de la gaussienne asymétrique a été fixée arbitrairement à 1 keV et la largeur à mi-hauteur du pic total a été fixée suivant la valeur attendue d'après l'équation 3.14.	92
3.13	Variation de la largeur de la gaussienne asymétrique β en fonction de l'énergie pour les trois pics de bruit de fond les plus intenses associés à ^{137}Cs , ^{228}Ac et ^{208}Tl , pour une mesure donnée. La hauteur de la gaussienne asymétrique par rapport à la gaussienne symétrique est fixée arbitrairement à 15.	93
3.14	La variation de la largeur de la gaussienne asymétrique pour les trois pics associés à la décroissance de ^{137}Cs , ^{228}Ac et ^{208}Tl et pour trois valeurs différentes de R : 1, 10 et 20.	94
3.15	La figure présente, à gauche l'efficacité de détection du détecteur HPGe à 1173 keV et à droite celle à 1332 keV, pour les 6 mesures effectuées avec la deuxième source (502A), un temps de mise en forme de 2 μs et le mode manuel de détection de l'empilement.	95
3.16	Pics caractéristiques de la décroissance de ^{60}Co (1173 keV et 1332 keV) et les pics du bruit de fond (^{214}Bi) visibles à proximité.	98
3.17	La figure du haut présente l'ajustement du pic à 1173 keV effectué à l'aide de gf3 pour une mesure donnée avec un intervalle d'ajustement de 80 keV centré autour de pic. La ligne discontinue en dessous de l'intervalle d'ajustement représente les résidus obtenus. La figure du bas montre le résultat du même ajustement effectué en considérant un intervalle de 120 keV autour du pic. Les encadrés donnent les paramètres des ajustements. On voit en particulier que le bruit de fond est simulé à l'aide d'une droite et que le paramètre R est fixé à 15.	99
3.18	La partie haute de la figure (a)) montre la courbe d'efficacité absolue obtenue à une distance de 15 cm entre la source et le détecteur déterminée à partir de différentes sources radioactives. La partie basse de la figure (b)) présente une comparaison entre les efficacités mesurées en source et les valeurs d'efficacité obtenues à l'aide du code de simulation Cyltran [49].	103
4.1	Schéma du GANIL constitué de deux ensembles de production de faisceaux d'ions stables couplés à de petits cyclotrons compacts (C01 et C02) et de deux cyclotrons en cascade CSS1 et CSS2 pouvant alimenter l'installation SPIRAL ou bien directement les salles d'expériences.	106
4.2	Ensemble cible-source de type ECR de l'installation SPIRAL. Les faisceaux d'ions radioactifs extraits à gauche de la figure sont produit par fragmentation d'un faisceau d'ions stables intense (en bas à droite de la figure) dans une cible épaisse de carbone (en haut à droite). Les atomes radioactifs diffusant hors de la cible sont ionisés par un plasma généré par une onde haute fréquence et confiné au moyen d'aimants permanents.	107

4.3	Schéma de l'installation SPIRAL du GANIL constituée d'un ensemble cible-source (ECS), d'une ligne de transport alimentant le cyclotron CIME, le dispositif expérimental LPCtrap via la ligne LIRAT et la station d'identification de SPIRAL (IBE).	108
4.4	Schéma du dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude auprès de la station d'identification de SPIRAL de la décroissance de ^{18}Ne . Il comporte une chambre haute de collection de l'activité au moyen d'une bande déroulante, une chambre basse de comptage, une chambre de stockage de la bande, 3 détecteurs germanium (HPGe1, HPGe2 et HPGe CENBG) et un détecteur plastique (S1).	109
4.5	Schémas de l'électronique d'acquisition des données de l'expérience E622S pour l'étude de la décroissance de ^{18}Ne . Ils décrivent de haut en bas et de la gauche vers la droite le traitement des signaux électroniques issus du détecteur HPGe1 situé au niveau de la chambre de collection du faisceau, les détecteurs HPGe CENBG et HPGe2 situés en regard de la chambre basse de mesure de la décroissance de l'activité collectée et des deux photomultiplicateurs associés au détecteur plastique (voir la figure 4.4).	113
4.6	Spectre en temps des événements de décroissance β observés à l'aide du détecteur plastique lors d'une mesure représentative de la durée de vie de ^{18}Ne . Les différentes phases des cycles de mesure sont indiquées.	115
4.7	Répartition des 31 mesures de rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne suivant le nombre de particules β observées dans sa décroissance lors du premier dixième de seconde de mesure de l'activité β	116
4.8	Rapport des aires des photopics d'énergie 511 keV enregistrés avec les détecteurs HPGe1 (haut) et HPGe2 (Bas) à gauche et HPGe1 (Haut) et HPGe CENBG à droite pour chacune des 31 mesures effectuées. Elles se répartissent en quatre groupes suivant la durée programmée de la phase d'implantation de l'activité lors des cycles de mesures : 2, 3 et 5 secondes. Les deux premières mesures ont été réalisées en réduisant fortement la transmission de la ligne de transport des faisceaux d'ions qui ont vraisemblablement été implantés en grande partie en dehors de la bande de collection.	117
4.9	Temps de vie de ^{18}Ne déterminés cycle par cycle lors de deux mesures distinctes effectuées avec la nouvelle bande d'implantation (à gauche) et l'ancienne bande d'implantation (à droite). C'est cette dernière qui a finalement été utilisée lors de la mesure du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne	120
4.10	Durées de vie de ^{17}F (à gauche) et ^{14}O (à droite) obtenues avec la bande de collection ayant servi à la mesure du rapport d'embranchement de la transition super-permise de ^{18}Ne . Les courbes rouges représentent le meilleur ajustement des données de décroissances β obtenues dans les deux réglages. Dans les deux cas, un bruit de fond constant a été considéré (traits pointillés en noir). Dans le cas de la décroissance de ^{17}F , une composante lente associée à la décroissance β de ^{13}N ($T_{1/2} = 9,965$ min [55]), lui-même issu de la décroissance $\beta - \alpha$ du contaminant de durée de vie courte ^{17}Ne ($T_{1/2} = 109,6$ ms [55]) a été prise en compte (trait pointillé bleu) [54].	121

4.11	Le graphe de gauche présente le spectre en temps des particules β détectées lors de la mesure la plus longue de la durée de vie de ^{18}Ne . Les données brutes sont présentées en noir et le meilleur ajustement en rouge. Le graphe de droite montre à l'aide d'un calcul Monte-Carlo (MC) les différentes composantes de l'activité obtenues à partir de l'ajustement. L'activité de ^{18}Ne est présentée en bleu clair, celle du ^{18}F provenant du faisceau en violet, celle du ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne en bleu foncé et celle du bruit de fond ambiant en marron.	124
4.12	Nombre de particules β pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne . Le nombre de particules détectées est représenté en noir. Les autres courbes sont obtenues par des calculs Monte-Carlo. L'activité β de ^{18}Ne est représentée en bleu clair, celle du ^{18}F provenant du faisceau en violet, celle du ^{18}F produit dans la décroissance de ^{18}Ne en bleu foncé et celle associée au bruit de fond ambiant en marron.	126
4.13	Les deux graphes montrent un zoom de la figure 4.12 avec en noir la distribution du nombre de particules β détectées lors de la mesure et en rouge deux calculs Monte-Carlo distincts. Le graphe de gauche présente un calcul normalisé par rapport à l'activité au début de la phase de décroissance ($t = 0$ s) et celui de droite un calcul normalisé par rapport à l'activité mesurée à la fin de la phase de décroissance ($t = 4,5$ s).	127
4.14	Spectre en énergie γ enregistré par le détecteur HPGe CENBG en coïncidence avec les particules β pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne lors de l'expérience E622S.	130
4.15	Rapport du nombre de coups observés à 557 et à 511 keV en fonction du nombre de coups observés à 511 keV lors de la troisième mesure du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne . Le spectre en temps des raies γ détectées en coïncidence avec des particules β a été échantillonné par pas de 0,9 s. Les deux droites en traits pointillés représentent des ajustements de la distribution obtenue en considérant une dépendance linéaire du rapport avec la fréquence de détection de la raie à 511 keV.	131
4.16	La figure montre en noir une partie du spectre en énergie γ obtenu avec le détecteur HPGe1 en utilisant une source radioactive de ^{137}Cs . Le spectre en vert est obtenu dans les mêmes conditions mais en déclenchant l'acquisition avec un générateur d'impulsions. L'insert montre en gros plan la zone d'intérêt au voisinage du pic à 662 keV issu de la décroissance de la source radioactive.	132

4.17	Illustration des tests d'un module ADC VXI de l'acquisition GANIL effectués à l'aide d'un générateur d'impulsions. Les graphes a) à d) représentent différents réglages du temps d'arrivée de l'impulsion analogique par rapport à l'ouverture et à la fermeture de la porte de codage de l'ADC. Ces tests ont montré que lorsque l'impulsion analogique arrive trop tôt et passe par un maximum juste après l'ouverture de la porte de codage (cas c)), le signal codé E est supérieur à la valeur h_{max} obtenue lorsque le signal passe par un maximum au milieu de la porte de codage (cas a)). Dans les autres cas (b) et d), le signal codé est plus faible que la valeur h_{max}	134
4.18	La figure illustre les différents cas qui peuvent se présenter lorsqu'une première impulsion arrive dans la fenêtre de codage de l'ADC avant celle associée à l'évènement qui a déclenché l'acquisition et donc l'ouverture de la porte de codage. Suivant l'amplitude du premier signal, l'ADC va coder le premier signal (cas a) et b)), ou bien le second (cas c)).	136
4.19	La figure représente pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne , le spectre d'empilement obtenu au moyen d'un module TAC à partir du signal d'empilement généré par l'amplificateur associé au détecteur HPGe CENBG. Les photographies insérées dans le spectre montrent deux exemples des signaux envoyés par le module TAC au codeur ADC : dans la photographie du haut, le signal d'empilement en bleu arrive au début de la porte de codage de l'ADC visible en rose. Dans la photographie du bas, le signal issu du module TAC arrive au tout début de la porte de codage.	139
4.20	Les figures montrent les taux d'empilement mesurés à l'aide de sources radioactives de ^{60}Co et de ^{133}Ba pour différents taux de détection du rayonnement γ par le détecteur HPGe1. Les taux mesurés sont comparés à ceux attendus d'après la référence [38] pour un « temps d'empilement » $\tau = 5,5 \mu\text{s}$. La figure de gauche montre un très bon accord pour des taux de détection du rayonnement inférieur à 2,5 kHz avec les deux sources caractérisées par des décroissances $(\beta^-)\gamma$ de multiplicité moyenne = 2,0 (^{60}Co) et $m = 3,6$ (^{133}Ba). La figure de droite montre que l'accord reste bon pour des taux de déclenchement de l'acquisition inférieurs à 8 kHz dans le cas de l'utilisation de la source de ^{133}Ba	140
4.21	Les graphes comparent à gauche et à droite les taux de compage des particules β (en haut) et des raies γ à 1041,5 keV (en bas) observées en coïncidence lors de la phase de décroissance de l'activité pour les mesures 2 et 3. Les distributions échantillonnées par pas de 0,1 s sont ajustées au moyen d'une exponentielle décroissante. Le nombre brut (en noir) de raies γ à 1041,5 keV est corrigé (en rouge) du temps mort et de l'empilement.	143
4.22	Evolution du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne en fonction du taux de détection des particules β pour les mesures 9 et 10. Le rapport d'embranchement est extrait du rapport du nombre de raies γ à 1041,5 keV corrigé du temps mort de l'acquisition et de l'empilement et du nombre de particules β détectées pour chaque tranche de 0,1 s de la phase de décroissance des mesures.	144

4.23	Evolution du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne en fonction du taux de détection des particules β pour l'ensemble des mesures à l'exclusion des deux premières. Les mesures ont été séparées en trois groupes distincts, caractérisés par des taux de détection des particules β différents au début de la phase de décroissance de l'activité.	145
4.24	Valeurs de rapport d'embranchement déduites des 31 mesures courtes en ne considérant que la partie de la phase de décroissance de l'activité pour laquelle le taux de détection des particules β est inférieure à différents seuils : $N_\beta < 1,5 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour le graphe en haut à gauche, $N_\beta < 2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour le graphe en haut à droite et $N_\beta < 3 \times 10^3$ et $< 5 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour les graphes en bas à gauche et à droite.	148
4.25	Valeurs moyennes obtenues pour les différents seuils appliqués à l'analyse des rapports d'embranchements des mesures individuelles représentées dans la figure 4.24.	149
4.26	Probabilités de détection du rayonnement γ dans un détecteur plastique du type de celui utilisé lors de l'expérience E622S suivant le seuil de détection en énergie et l'épaisseur du détecteur. Les valeurs représentées sont extraites de la référence [54].	152
4.27	Comparaison de la valeur de Ft corrigé obtenue pour la transition super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne dans ce travail de thèse ($Ft = 3100(20)$ s) et celles des 15 autres transitions super-permises mesurées avec le plus de précision. La valeur moyenne obtenue à l'aide de ces 15 transitions est indiquée à l'aide d'un trait rouge. Elle vaut 3072,27(72) s. La valeur de Ft corrigé obtenue récemment pour ^{38}Ca [58, 59] et non prise en compte dans la moyenne des valeurs les plus précises est également indiquée, ainsi que celle peu précise obtenue pour ^{42}Ti [7].	154

Liste des tableaux

1.1	Les 13 mesures les plus précises de ft obtenues avant 2014 pour des transitions β super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) de type Fermi et les valeurs des trois observables expérimentales associées : l'énergie de la transition Q_β , le temps de vie $T_{1/2}$ et le rapport d'embranchement BR de la transition [8].	32
1.2	Le tableau présente les corrections théoriques radiatives δ'_R et de structure nucléaire $\delta_C^V - \delta_{NS}^V$ et les observables expérimentales associées aux décroissances β miroirs de cinq noyaux. Ces dernières sont : la partie vectorielle de Ft , $f_V t$, le rapport des éléments de matrice de Fermi et Gamow-Teller ρ , et le rapport des facteurs d'espace de phase vectoriel et axial-vectoriel f_A/f_V . Ces paramètres permettent de déterminer la valeur de Ft dans la décroissance des noyaux miroirs. Ces données sont extraites des références suivantes : [17, 18, 19].	39
2.1	Le tableau détaille les caractéristiques et les conditions expérimentales associées à la réalisation des 53 mesures indépendantes de la durée de vie de ^{18}Ne , le nombre total de cycles effectués et le nombre de cycles conservés.	54
2.2	Valeurs de temps de vie de ^{18}Ne et les incertitudes associées obtenues pour les deux détecteurs plastiques et pour les groupes de mesures effectuées suivant des conditions expérimentales différentes du point de vue du temps mort fixe de l'acquisition, du seuil de discriminateur, et de l'intensité du faisceau. La troisième et dernière colonne donnent les valeurs de χ^2 réduits obtenues pour les deux détecteurs plastiques et pour les trois groupes de mesures effectuées.	70
3.1	Valeurs de la hauteur de la gaussienne asymétrique pour les deux pics observés dans la décroissance de ^{60}Co obtenues avec l'amplificateur à seuil automatique (A1) et manuel (A2).	93
3.2	Valeurs en keV de la largeur de la gaussienne asymétrique pour les deux pics de ^{60}Co obtenues avec l'amplificateur à seuil automatique (A1) et manuel (A2).	94
3.3	Valeurs de l'efficacité de détection obtenues pour les deux énergies caractéristiques des raies γ émises dans la décroissance de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) avec les deux sources 501A et 502A utilisées dans les mêmes conditions.	95
3.4	Valeurs de l'efficacité de détection pour les deux énergies caractéristiques des raies γ de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) pour deux temps de mise en forme différents : 2 μs et 3 μs . Les deux dernières lignes donnent les valeurs moyennes obtenues pour les deux temps de mise en forme.	96

3.5	Valeurs de l'efficacité de détection pour les deux énergies caractéristiques des raies γ de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) obtenues avec le seconde source et un temps de mise en forme de 2 μs pour deux modes de détection de l'empilement : le mode manuel, A1 et le mode automatique, A2.	97
3.6	Le tableau présente pour les mesures effectuées avec un temps de mise en forme de 2 μs et un seuil manuel de détection de l'empilement, le nombre de coups mesurés dans les deux pics associés à la décroissance de ^{60}Co ainsi que les corrections d'empilement (PU) et de temps mort (DT) associées. Le tableau donne les valeurs des efficacités déduites, l'incertitude statistique ainsi que les valeurs des différentes incertitudes systématiques associées. . .	102
4.1	Durées des différentes phases des cycles de mesure du rapport d'embranchement (BR) de la décroissance super-permise de ^{18}Ne et de sa durée de vie ($T_{1/2}$). Pour la mesure du rapport d'embranchement, différents temps de collections de 2 à 5 s ont été réalisées pendant l'expérience, suivant l'intensité du faisceau d'ions collecté (voir par exemple la figure 4.6).	110
4.2	Récapitulatif de l'intensité approximative du faisceau de ^{18}Ne à l'implantation, du nombre total de cycles réalisés pour chaque mesure, du nombre de cycles conservés et de la structure en temps des cycles pour les 31 mesures de rapport d'embranchement analysées.	119
4.3	Nombre de particules β issues de la décroissance de ^{18}Ne , de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne , de ^{18}F provenant du faisceau et du bruit de fond ambiant lors de la phase de décroissance des deux mesures dédiées à la détermination de la durée de vie de ^{18}Ne	124
4.4	Nombre de décroissances β de ^{18}Ne et de ^{18}F au début de la phase de mesure de la décroissance des deux mesures de durées de vie de ^{18}Ne . Les deux dernières colonnes donnent les intensités déduites des faisceaux de ^{18}Ne et ^{18}F à l'implantation.	125
4.5	Récapitulatif du nombre total de particules β émises par le ^{18}Ne , le ^{18}F provenant du faisceau, le ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et par l'environnement pendant la phase de décroissance de l'activité pour les 31 mesures de rapport d'embranchement analysées.	129
4.6	Récapitulatif pour chaque mesure courte du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne du nombre total de raies γ observées à 1041,5 keV en coïncidence avec la détection de particules β , ainsi que des trois corrections associées : la troisième colonne donne le pourcentage de coups à 1041,5 keV perdus du fait du dysfonctionnement du module ADC ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{ADC}$), la quatrième colonne le pourcentage de coups perdus du fait du temps mort de l'acquisition ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{DT}$), la cinquième colonne la correction d'empilement ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{PU}$) et la dernière colonne le nombre total de raies γ corrigé.	142

- 4.7 Récapitulatif des informations relatives à la détermination du rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne . Le nombre de raies γ observées à 1041,5 keV ainsi que le nombre de particules β prises en compte dans le calcul ont été extraits pour chaque mesure en considérant la partie de la phase de décroissance de l'activité ($t \geq t'$) pour laquelle le taux de détection des particules est inférieur à $2,2 \cdot 10^3$ particules/cycle/0,1 s.147

Introduction

Les études de décroissances radioactives sont essentielles dans les investigations menées sur le noyau atomique pour mieux comprendre les phénomènes physiques régissant son comportement. Dans cette thèse, on s'intéresse particulièrement au processus de décroissance β qui permet de déterminer des grandeurs fondamentales telles que le temps de vie, la masse, ou encore, de manière indirecte, la déformation du noyau. L'étude de la décroissance β permet en outre par la mesure de rapports d'embranchement, de caractériser les états excités du noyau fils produit dans la désintégration. Enfin, l'étude de la désintégration β est à ce jour le moyen le plus efficace de sonder l'interaction nucléaire faible, une composante essentielle du Modèle Standard qui décrit les particules élémentaires ainsi que la façon dont ces dernières interagissent les unes avec les autres.

Le Modèle Standard tel qu'on le connaît aujourd'hui est énoncé pour la première fois en 1973 avec seulement deux générations de particules élémentaires [1]. Deux ans plus tard le lepton τ est découvert, la première particule de la troisième génération, tandis que le quark b est découvert en 1977. Alors que les hypothèses du Modèle Standard se voient confirmées les unes après les autres par de nombreuses expériences, il faut attendre plusieurs années pour que les découvertes du quark top (1995) [2] et du neutrino (2000) [3] viennent compléter le portrait de famille des particules élémentaires prédites par le Modèle Standard. La figure 1 regroupe par génération les différentes particules élémentaires (leptons et quarks) et celles d'interaction décrites par le Modèle Standard.

On peut citer quelques grands succès qui confirment d'une manière éclatante la validité de ce modèle tels que la découverte des bosons de jauge responsables de l'interaction faible en 1983 et la découverte récente du boson de Higgs confirmant le mécanisme qui procure leur masse aux particules élémentaires [4, 5].

Le succès spectaculaire du Modèle Standard et la validation par des mesures de très grande précision de certaines de ces prédictions peuvent donner à penser à certains que la physique des particules est une science plus au moins achevée et qu'il ne reste plus rien d'important à découvrir. Cependant cette théorie n'explique pas tout et plusieurs questions restent sans réponses. Par exemple, pourquoi y a-t-il exactement et seulement 12 particules, 12 antiparticules et 4 forces ? Comment la gravitation peut-elle être incluse dans ce modèle ? Les quarks et les leptons ont-ils une sous-structure ? Quelles sont les particules qui forment la matière noire dans l'Univers ? Quelle est l'origine de la violation de la parité par l'interaction faible ? Les interrogations évoquées et bien d'autres suggèrent que le Modèle Standard est une bonne approximation d'une théorie plus complète qui reste à construire, voir à remplacer par une théorie radicalement nouvelle.

Théoriciens comme expérimentateurs, les physiciens n'ont pas cessé de tester ce modèle qui demeure aujourd'hui le plus juste et le plus complet. Il existe deux types de test du Modèle Standard : des tests à très haute énergie visant à produire de nouvelles particules dans des collisions leptoniques ($e^+ - e^-$) ou hadroniques (proton-proton), et des tests à très basse énergie où des mesures de précision sont réalisées dans le cadre de l'étude de processus nucléaires tels que la désintégration β . Le présent travail de thèse

masse →	2.3 MeV	1.275 GeV	173 GeV	0	126 GeV
charge →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
	u up	c charmé	t top	g gluon	H Higgs
QUARKS					
	4.8 MeV	95 MeV	4.18 GeV	0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	d down	s étrange	b bottom	γ photon	
	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	91.2 GeV	
	-1	-1	-1	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	e électron	μ muon	τ tau	Z boson Z	
LEPTONS					
	< 2.2 eV	< 0.17 MeV	< 15.5 MeV	80.4 GeV	
	0	0	0	± 1	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tau	W boson W	
					BOSONS

FIG. 1 – La figure présente les trois générations de particules élémentaires et les trois types d'interaction décrites par le Modèle Standard : la zone en violet correspond aux quarks, la zone verte aux leptons et la zone orange aux bosons. Le « boson de Higgs », pierre angulaire du Modèle Standard, a été découvert en juillet 2012.

s'inscrit dans le cadre de tests expérimentaux à très basse énergie du Modèle Standard. On s'intéresse particulièrement à la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui décrit le mélange des saveurs des quarks à travers les interactions de courants chargés. Les valeurs des éléments de cette matrice sont déterminées expérimentalement, elles ne sont pas prédites par le Modèle Standard. Cette matrice doit en revanche être unitaire. Les éléments de sa première ligne sont ceux qui sont connus avec la plus grande précision, en particulier le plus important d'entre eux, $|V_{ud}|$, qui relie les quarks de la première génération, up et down. L'étude d'une classe particulière de désintégrations β nucléaires appelées transitions super-permises de type Fermi, sujet de cette thèse, est particulièrement intéressante car elle permet par la mesure des probabilités de transition réduites ou « forces » de ces transitions (ft), de mesurer la valeur de V_{ud} avec une très grande précision.

L'avantage des transitions super-permises de type Fermi est qu'elles dépendent uniquement au premier ordre du courant vectoriel de l'interaction faible. L'étude systématique de ces transitions donne ainsi la possibilité de vérifier l'hypothèse de la conservation du

courant vectoriel (hypothèse CVC). Cela implique en particulier l'indépendance de la force d'une transition β super-permise vis-à-vis du noyau émetteur. Par ailleurs, l'association de la constante de couplage vectorielle G_V à la constante de décroissance du muon donne la valeur de l'élément V_{ud} . Dans le cas de désintégrations β nucléaires, des corrections théoriques d'origine radiatives et nucléaires sont appliquées aux forces des transitions mesurées. Ces corrections sont calculées en se basant sur différents modèles tel que le modèle en couches nucléaires et la théorie du champ moyen. La mesure de la force de transition corrigée (Ft) obtenue dans la décroissance β super-permise de certains noyaux permet de vérifier la conservation du courant vectoriel et constitue un excellent test de la fiabilité de ces modèles théoriques.

C'est l'une des raisons pour laquelle on s'intéresse particulièrement dans le présent travail au noyau radioactif ^{18}Ne dont l'étude de la désintégration β super-permise fait l'objet de cette thèse : il est un bon candidat pour vérifier la justesse de ces modèles théoriques, utilisés en particulier pour estimer la correction δ_C d'origine coulombienne appliquée à la force de ces transitions. Pour cela on doit mesurer de manière très précise le temps de vie et le rapport d'embranchement de la décroissance β super-permise de l'état fondamental de ce noyau, ainsi que l'énergie disponible dans sa désintégration. Sur le plan expérimental la précision recherchée dans ces mesures exige la mise en œuvre de techniques de détection et d'analyse des données particulières.

Le manuscrit comporte quatre chapitres : le premier décrit le contexte théorique de la thèse. Le deuxième chapitre décrit une expérience réalisée à TRIUMF en 2008 dont le but était de mesurer le temps de vie de ^{18}Ne avec une grande précision. Le troisième chapitre décrit les caractéristiques d'un détecteur de rayonnement γ appartenant au groupe Noyaux Exotiques du CENBG et la procédure mise en œuvre pour l'étalonner en efficacité avec une très grande précision. Ce détecteur est dédié aux mesures de haute précision des rapports d'embranchements des transitions β super-permises. Le quatrième chapitre est consacré aux modifications apportées à la station d'identification de l'installation SPIRAL dans le but de réaliser des mesures de durées de vie et de rapports d'embranchements de haute précision. Ce dernier chapitre décrit également l'expérience E622S réalisée au GANIL en avril 2012 dont le but était de mesurer le rapport d'embranchement de la désintégration super-permise de ^{18}Ne avec une précision de 0,2 %.

Chapitre 1

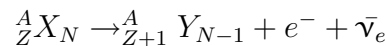
Test du Modèle Standard à basse énergie

Dans ce chapitre nous décrivons brièvement le cadre théorique dans lequel se place notre étude de la décroissance β super-permise de ^{18}Ne . Nous commençons par exposer les principaux éléments de la théorie de la radioactivité β . On mettra l'accent ensuite sur une classe particulière de transitions β^+ , les transitions super-permises de type Fermi, qui permettent de tester le Modèle Standard à basse énergie.

1.1 La désintégration β

Depuis leurs découvertes l'étude des décroissances radioactives fait partie intégrante des recherches menées sur le noyau atomique afin de mieux comprendre les phénomènes physiques régissant son comportement. La décroissance β entre noyaux isobariques est la conséquence de l'interaction faible. Elle permet à des noyaux instables, dans un état fondamental ou dans un état isomérique légèrement excité, de minimiser leur énergie en équilibrant leur nombre de protons et de neutrons ($Z \pm 1, N \mp 1$). Cette désintégration est accompagnée de l'émission d'une particule β et d'un neutrino. Suivant la position du noyau radioactif père par rapport à la vallée de stabilité nucléaire, on peut distinguer trois types de décroissances β :

- La décroissance β^- : elle caractérise les noyaux ayant un excès de neutrons. Les isotopes concernés gagnent en stabilité en transformant un neutron en un proton avec émission d'un électron (particule β^-) et d'un antineutrino.

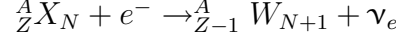


- La décroissance β^+ : elle consiste en la transformation à l'intérieur du noyau d'un proton en un neutron. Elle se traduit par l'émission d'un positron (particule β^+) et d'un neutrino.



- La capture électronique (CE) : elle caractérise aussi les noyaux riches en protons. Dans ce processus le proton capture un électron des couches atomiques profondes

(K, L...) et se transforme en un neutron avec émission d'un neutrino. Il s'en suit un réarrangement du cortège électronique de l'atome qui se manifeste par l'émission de rayonnement X.



Dans tous ces modes de désintégration, le noyau fils, généralement produit dans un état excité, dissipe l'excès d'énergie par rayonnement électromagnétique (émission γ ou conversion interne). Pour les décroissances β^+ et β^- la valeur de l'énergie totale Q du processus est partagée entre le noyau de recul et les leptons émis dans la désintégration. Cette énergie est donnée par la différence entre la masse du noyau initial et la somme des masses des produits de la réaction. En négligeant la masse de neutrino ($m_\nu < 2$ eV), l'énergie totale de la transition est donnée par :

$$Q_{\beta^-} = M({}^A_Z X_N)c^2 - M({}^A_{Z+1} Y_{N-1})c^2 \quad (1.1)$$

$$Q_{\beta^+} = M({}^A_Z X_N)c^2 - M({}^A_{Z-1} W_{N+1})c^2 - 2m_e c^2 \quad (1.2)$$

$$Q_{EC} = M({}^A_Z X_N)c^2 - M({}^A_{Z-1} W_{N+1})c^2 - B_e \quad (1.3)$$

où m_e désigne la masse de l'électron et B_e l'énergie de liaison de l'électron capturé. La désintégration β^+ et la capture électronique donnent le même noyau fils, en négligeant l'énergie de liaison de l'électron capturé, la différence d'énergie entre ces deux processus est de :

$$Q_{EC} - Q_{\beta^+} \approx 2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$$

La désintégration β^+ n'est ainsi possible que si la différence de masse entre le noyau père et le noyau fils est supérieure à 1022 keV. Dans le cas contraire seule la capture électronique peut avoir lieu. Dans le cas de noyaux de Z faible, le processus de capture électronique est beaucoup moins probable que celui de la décroissance β^+ . Dans le cas du ${}^{18}\text{Ne}$, la probabilité d'avoir une capture électronique est ainsi inférieure à 0,01 %.

1.1.1 Les règles de sélection de la désintégration β

Lors de la désintégration β , la paire de leptons émise emporte un moment angulaire orbital \vec{L} et un moment angulaire de spin \vec{S} (ou moment cinétique intrinsèque). Les transitions dites « permises » correspondent à un moment orbital nul ($L=0$). Ces transitions permises conservent la parité (π) de la fonction d'onde entre l'état initial et final :

$$\pi_f = (-1)^L \times \pi_i \quad (1.4)$$

Pour $L \neq 0$ on parle de transitions « interdites » ($L=1$: transition 1^{ere} interdite, $L=2$: transition 2^{eme} interdite, $L=3$: transition 3^{eme} interdite, ...). Ces transitions ne sont pas interdites au sens strict du mot mais elles ont une probabilité très faible de se produire et d'autant plus faible que L est grand.

Les leptons émis lors de la décroissance β emportent un moment angulaire orbital \vec{L} et un

moment angulaire de spin $\vec{S} = \vec{S}_e + \vec{S}_\nu$ qui doivent respecter la conservation du moment cinétique total \vec{J} :

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L} + \vec{S} \quad (1.5)$$

Comme l'électron (ou le positron) et le neutrino (ou l'antineutrino) sont des fermions, ils ont un spin $1/2$. On distingue deux cas : lorsque l'électron et le neutrino sont émis dans un état triplet de spin ($\vec{S}_e + \vec{S}_\nu = 1$) on parle de transitions de type Gamow-Teller (GT). Dans l'autre cas où ils sont émis dans un état singulet de spin ($\vec{S}_e + \vec{S}_\nu = 0$), on parle de transitions de type Fermi (F). Pour les transitions β de type Fermi les règles de sélection pour les transitions permises sont :

$$\begin{aligned} \Delta J &= |J_f - J_i| = 0 \\ \Delta T &= 0 \text{ et } T_{Z_f} = T_{Z_i} \pm 1 \\ \Delta \pi &= \pi_i \pi_f = (+1) \end{aligned}$$

1.1.2 La règle d'or de Fermi

La probabilité d'une transition β entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$ peut être calculée en théorie des perturbations à partir de la règle d'or de Fermi :

$$\lambda_{f,i} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{f,i}|^2 \frac{dn}{dE_f} \quad (1.6)$$

Où $\frac{dn}{dE_f}$ est la densité des états accessibles dans le noyau fils et $M_{f,i}$ est l'élément de matrice de l'interaction faible reliant l'état initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$:

$$M_{f,i} = \langle f | H_{int} | i \rangle = \int \psi_f^* H_{int} \psi_i d^3\vec{r} \quad (1.7)$$

où H_{int} est l'opérateur de Hamilton décrivant la désintégration β et ψ_i et ψ_f sont respectivement des fonctions d'onde de l'état initial et final. Ces états sont caractérisés par les bons nombres quantiques associés aux symétries de l'hamiltonien décrivant le système. En prenant la désintégration β^+ comme exemple ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), les fonctions d'ondes de l'état initial et final sont données par : $\psi_i = \psi_p$ et $\psi_f = \psi_n \psi_e \psi_\nu$. Celles de l'électron et de l'antineutrino sont approximées par des ondes planes normalisées dans un volume V . Pour prendre en compte le fait que le champ coulombien du noyau repousse le positron émis lors de la désintégration β^+ et attire l'électron émis lors de la désintégration β^- , on introduit la fonction de Fermi $F(Z,p)$ où Z est le nombre atomique du noyau fils et p le moment cinétique de l'électron ou du positron émis :

$$\psi_e(r) = \frac{\sqrt{F(Z,p)}}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \quad (1.8)$$

$$\psi_\nu(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar} \quad (1.9)$$

Compte tenu des énergies mises en jeu dans la désintégration β , p et q sont de l'ordre de 1 MeV/c et puisque r est de l'ordre du Fermi, on peut négliger $\vec{p}\cdot\vec{r}$ (et $\vec{q}\cdot\vec{r}$) devant la constante de Planck \hbar qui est de l'ordre de 197 MeV.fm/c. Cette observation permet de

se placer dans l'approximation dite « permise » où l'exponentielle est développée en série et à ne conserver que le premier terme du développement qui est égal à 1. Cela permet de ramener les fonctions d'ondes de l'électron et de l'antineutrino à :

$$\psi_e = \frac{\sqrt{F(Z,p)}}{\sqrt{V}} \quad (1.10)$$

$$\psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (1.11)$$

L'élément de matrice $M_{f,i}$ donné par la relation 1.7 s'exprime alors comme suit :

$$|M_{f,i}|^2 = \frac{g^2}{V^2} F(Z,p) |M'_{f,i}|^2 \quad (1.12)$$

avec $M'_{f,i} = \int \psi_n^* H_{int} \psi_p d^3\vec{r}$ l'élément de matrice réduit de la transition. Il ne dépend que des caractéristiques quantiques du proton et du neutron. g est la constante de couplage de l'interaction faible.

Dans le cas général, le nombre des états quantiques accessibles pour une particule est donné par :

$$n = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d^3r \int d^3p \quad (1.13)$$

Dans le cas présent on a deux particules : l'électron et l'antineutrino. Les bornes de la première intégrale sont limitées par le volume V dans lequel la fonction d'onde des particules est normalisée et la deuxième par une sphère de rayon p . L'équation 1.13 devient :

$$n = \frac{1}{(2\pi\hbar)^6} \int d^3r_e \int d^3r_\nu \int d^3p_e \int d^3p_\nu = \frac{(4\pi)^2 V^2}{(2\pi\hbar)^6} \int p_e^2 dp_e \int p_\nu^2 dp_\nu \quad (1.14)$$

De ce fait, la densité d'états finaux pour une impulsion des leptons comprise entre p et $p + dp$ vaut :

$$\frac{dn}{dE_f} = \frac{V^2}{4\pi^4 \hbar^6} p_e^2 dp_e p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_f} = \frac{V^2}{4\pi^4 \hbar^6 c^3} (E - E_e)^2 p^2 dp \quad (1.15)$$

où $E = E_e + E_\nu$ est l'énergie des leptons émis et $p = p_e$. D'après les relations 1.6 et 1.15, la probabilité de la transition différentielle par unité de temps est alors :

$$d\lambda = \frac{g^2 |M'_{f,i}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} F(Z,p) (E - E_e)^2 p^2 dp \quad (1.16)$$

La probabilité totale de désintégration est alors donnée en intégrant $d\lambda$ sur toutes les impulsions possibles de l'électron :

$$\lambda_{f,i} = \frac{g^2 |M'_{f,i}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{max}} F(Z,p) (E - E_e)^2 p^2 dp \quad (1.17)$$

où p_{max} est le moment cinétique maximal que peut avoir l'électron émis. L'intégrale de l'équation précédente peut être aussi exprimée sans dimension en posant :

$$W = \frac{E_e}{m_e c^2} \text{ et } \rho = \frac{p}{m_e c^2}$$

avec $W^2 = p^2 + 1$ satisfaisant l'équation relativiste $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p^2 c^2$. La probabilité totale de transition par unité de temps est alors donnée par :

$$\lambda_{f,i} = \frac{g^2 |M'_{f,i}|^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \int_1^{W_0} F(Z, W) W \sqrt{(W^2 - 1)} (W_0 - W)^2 dW \quad (1.18)$$

Les deux limites de l'intégrale correspondent à une particule β sans énergie cinétique et une particule ayant une énergie maximale équivalente à l'énergie de décroissance $E_\beta^{max} = Q_\beta - E^*$, où E^* est l'énergie de l'état final peuplé dans la décroissance β :

$$W_0 = \frac{m_e c^2 + p_{max} c}{m_e c^2} \approx 1 + \frac{E_\beta^{max}}{m_e c^2} \quad (1.19)$$

L'intégrale qui apparaît dans l'équation 1.18 est l'intégrale de Fermi appelée aussi facteur d'espace de phase et notée habituellement « f ». Elle ne dépend que de la charge du noyau fils Z et de l'énergie maximale disponible dans la décroissance à la puissance 5 ($f \propto W_0^5$). Cette intégrale peut se calculer exactement [6].

A partir de la probabilité de transition $\lambda_{f,i}$ on peut calculer la durée de vie partielle (t) associée à la décroissance de l'état initial (i) du noyau émetteur β vers d'un état final (f) du noyau fils donné :

$$t = \frac{\ln(2)}{\lambda_{f,i}} \quad (1.20)$$

La durée de vie partielle est également définie par le rapport du temps de vie $T_{1/2}$ du noyau émetteur β et du rapport d'embranchement BR de la transition étudiée : $t = T_{1/2}/BR$. Ces deux observables peuvent être mesurées expérimentalement avec une très grande précision. Les désintégrations β sont ainsi généralement caractérisées par leur valeur de ft définie à partir des relations 1.18 et 1.20 par :

$$ft = f \frac{T_{1/2}}{BR} = \frac{\ln(2) 2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{1}{g^2 |M'_{f,i}|^2} \quad (1.21)$$

Selon les règles de sélection de la décroissance β , l'élément de la matrice $|M'_{f,i}|$ peut s'écrire comme la somme de deux composantes : une composante de Fermi qui rend compte du couplage vectoriel et une composante de Gamow-Teller qui traduit le couplage axial-vectoriel de l'interaction faible responsable de la désintégration β .

$$ft = \frac{\ln(2) 2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{1}{g_V^2 |M'_{f,i}(F)|^2 + g_A^2 |M'_{f,i}(GT)|^2} \quad (1.22)$$

où g_V représente le couplage vectoriel et g_A le couplage axial-vectoriel.

1.1.3 L'isospin

Leurs charges électriques mises à part, les protons et les neutrons sont identiques. Pour permettre de les distinguer, Heisenberg a suggéré en 1932 le concept d'isospin. Dans le formalisme de l'isospin, l'opérateur responsable de la création d'un proton à partir d'un neutron où vice versa est l'opérateur $\hat{\tau}^\pm$:

$$\hat{\tau}^- |p\rangle = 0, \quad \hat{\tau}^+ |p\rangle = |n\rangle \quad (1.23)$$

$$\hat{\tau}^+|n\rangle = 0, \quad \hat{\tau}^-|n\rangle = |p\rangle \quad (1.24)$$

L'isospin total d'un état nucléaire est noté T . Sa projection sur le troisième axe de quantification est notée T_Z , donné par :

$$T_Z = \frac{(N - Z)}{2} \quad (1.25)$$

Au cours de la désintégration β , les états nucléaires initial et final sont caractérisés par des bons nombres quantiques associés aux symétries de l'hamiltonien qui décrit le système : le moment cinétique total J et sa projection J_Z , l'isospin total T et sa troisième composante T_Z et la parité π . Pour les transitions permises de type Fermi, les règles de sélection imposent strictement les mêmes nombres quantiques pour ces états initial et final, à l'exception de la troisième composante de l'isospin T_Z qui varie d'une unité. L'opérateur responsable de cette désintégration, c'est-à-dire de la conversion d'un proton en neutron (ou vice versa) sans changer les autres nombres quantiques, est \hat{T}^\pm .

$$\hat{T}^\pm|T, T_Z\rangle = \sqrt{(T \mp T_Z)(T \pm T_Z + 1)} |T, T_{Z\pm 1}\rangle \quad (1.26)$$

L'élément de la matrice reliant les états nucléaires partenaires dans la transition $M'_{f,i}$ est ainsi donné pour une transition permise de type Fermi par :

$$|M'_{f,i}|^2 = |\langle T, T_{Z\pm 1} | \hat{T}^\pm | T, T_Z \rangle|^2 \quad (1.27)$$

1.2 Les transitions β super-permises de type Fermi

Dans le cas spécial des décroissances entre des états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, $\Delta T = 0$ avec $J_i^\pi = 0^+$ et $J_f^\pi = 0^+$, les transitions β de type Fermi sont très favorisées, d'où l'appellation de transitions super-permises. Les transitions super-permises de type Fermi ne peuvent connecter que deux états dont les fonctions d'ondes sont parfaitement identiques, appelés états isobariques analogues (IAS). On parle ainsi de transitions super-permises de type Fermi entre états isobariques analogues. La différence d'énergie entre les états isobariques analogues des noyaux père et fils étant liée à la différence des énergies coulombiennes entre les deux noyaux, ce type de transition ne peut avoir lieu que du côté déficient en neutrons de la vallée de stabilité (désintégration β^+ et capture électronique).

Pour les transitions super-permises de type Fermi entre deux états isobariques analogues, l'élément de la matrice de Fermi $|M'_{f,i}(F)|$ se simplifie considérablement et il s'écrit :

$$|M'_{f,i}(F)|^2 = (T \mp T_Z)(T \pm T_Z + 1) \quad (1.28)$$

Dans ce travail on s'intéresse particulièrement aux transitions entre les états analogues d'isospin $T=1$, $|M'_{f,i}(F)|^2$ est alors exactement égal à 2.

L'expression de ft pour ces transitions se simplifie alors et la relation 1.22 devient :

$$ft = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln(2)}{2G_V^2 m_e^5 c^4} = \frac{K}{G_V^2} \quad (1.29)$$

avec $K/(\hbar c)^6 = 2\pi^3 \hbar \ln(2)/(m_e c^2)^5 = (8120,271 \pm 0,012) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-4} \text{ s}$ [7].

Dans la plupart des cas, les propriétés d'un nucléon dépendent de son environnement : quand il est à l'intérieur du noyau il ne se comporte pas de la même façon que lorsqu'il est libre. La relation 1.29 montre que ce n'est pas le cas pour des transitions β super-permises de type Fermi entre deux états analogues pour lesquelles la théorie de l'interaction faible prédit que la constante de couplage vectoriel G_V est indépendante de la structure nucléaire : on parle de l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC). D'après la relation 1.29 on peut en effet conclure que pour ces transitions particulières la valeur de ft est constante et indépendante de la structure du noyau. L'étude systématique des transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) fournit ainsi un outil puissant pour tester la propriété de conservation du courant vectoriel et donc les propriétés de l'interaction faible.

Sur le plan expérimental, le facteur d'espace de phase f est proportionnel au bilan énergétique $E_\beta^{max} = Q_\beta - E^*$ de la transition ($f \propto E_\beta^{max5}$), calculé à partir de la différence de masse des noyaux engagés dans la transition (Q_β) et l'énergie de l'état peuplé dans le noyau fils (E^*). La durée de vie partielle t est déterminée à partir de la mesure de temps de vie du noyau père $T_{1/2}$ et du rapport d'embranchement BR de la transition β reliant les états isobariques analogues dans le noyau père et le noyau fils.

$$(ft)_{exp} = \frac{fT_{1/2}}{BR} \quad (1.30)$$

Dans le but de vérifier la théorie de la conservation du courant vectoriel, une grande campagne expérimentale a été lancée dès les années 70 pour mesurer la valeur de ft de plusieurs noyaux se désintégrant par émission β de type Fermi super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$). Avec le développement des installations de production de faisceaux radioactifs, de séparateurs d'ions et de pièges à ions magnétiques permettant de mesurer la masse des noyaux atomiques, 13 valeurs ultra précises de ft ont été mesurées avant 2014, associées aux désintégrations super-permises de type Fermi de ^{10}C , ^{14}O , ^{22}Mg , $^{26}\text{Al}^m$, ^{34}Cl , ^{34}Ar , $^{38}\text{K}^m$, ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co , ^{62}Ga et ^{74}Rb .

Parmi ces 13 valeurs 8 ont été déterminées avec une précision de 0,05 % et 5 valeurs avec une précision comprise entre 0,08 % et 0,25 %. Le Tableau 1.1 récapitule les valeurs obtenues pour les trois observables expérimentales intervenant dans le calcul de ft : l'énergie totale de la transition (Q_β), le temps de vie du noyau émetteur ($T_{1/2}$) et le rapport d'embranchement de la transition (BR) [8].

L'ensemble des valeurs ft les plus précises obtenues avant 2014 pour les 13 transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) en fonction du numéro atomique du noyau précurseur est présenté dans la figure 1.1. Avec une différence de seulement 2 % entre la valeur obtenue dans les décroissances de ^{74}Rb et celle de $^{26}\text{Al}^m$ les valeurs mesurées de ft confirment au premier ordre que G_V est bien une constante. La fluctuation observée dans le graphe est due à deux effets : le premier est d'origine nucléaire du fait que l'isospin n'est pas une symétrie exacte dans les noyaux et donc l'approximation $|M_{f,i}|^2 = 2$ n'est pas strictement correcte pour les noyaux cités précédemment. Le deuxième effet est lié à des effets radiatifs, les nucléons engagés dans la transition interagissant avec le milieu nucléaire.

Le modèle de la désintégration β repose sur l'hypothèse d'indépendance de charge de l'interaction faible. Mais comme les interactions agissent dans le milieu nucléaire et qu'elles dépendent de la charge, on doit en effet apporter différentes corrections théoriques à la valeur de ft pour pouvoir extraire la constante de couplage vectorielle G_V de l'interaction faible. Ces corrections sont de deux ordres : radiatives et de brisure de la symétrie

Noyau père	Q_β (keV)	$T_{1/2}$ (ms)	BR(%)	ft (s)
^{10}C	1907,87(11)	19308(4)	1,4646(19)	3042(4)
^{14}O	2831,24(23)	70620(15)	99,37(7)	3042(27)
^{22}Mg	4124,55(28)	3875,20(24)	53,16(12)	3052(7)
$^{26}\text{Al}^m$	4232,66(6)	6345,00(19)	>99,997	3036,9(9)
^{34}Cl	5491,64(23)	1526,6(4)	>99,988	3049,40(12)
^{34}Ar	6063,0(5)	843,8(4)	94,45 (25)	3053(8)
$^{38}\text{K}^m$	6044,40(11)	924,33(27)	99,967(4)	5051,90(10)
^{42}Sc	6426,3(3)	680,72(26)	99,9941(14)	3047,60(14)
^{46}V	7052,49(16)	422,59(11)	99,985(+1-4)	3049,5(9)
^{50}Mn	7634,45(7)	283,21(11)	99,942(3)	3048,4(12)
^{54}Co	8244,37(28)	193,27(6)	99,996(+1-30)	3050,8(+11-15)
^{62}Ga	9181,1(5)	116,12(4)	99,862(11)	3074,1(15)
^{74}Rb	10417(4)	64,78(4)	99,50(10)	3085(8)

TAB. 1.1 – Les 13 mesures les plus précises de ft obtenues avant 2014 pour des transitions β super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) de type Fermi et les valeurs des trois observables expérimentales associées : l'énergie de la transition Q_β , le temps de vie $T_{1/2}$ et le rapport d'embranchement BR de la transition [8].

d'isospin.

1.2.1 Les corrections radiatives

L'interaction électrofaible entre le champ coulombien généré par le noyau et la particule β émise est à l'origine des corrections radiatives. Ces corrections sont appliquées à la valeur ft mesurée expérimentalement ainsi qu'à la constante de couplage vectorielle ou axial-vectorielle dans le cas de transitions de type Gamow-Teller. On distingue deux types de corrections radiatives : une correction intrinsèque, Δ_R^V (elle est la même pour tous les noyaux) et une correction qui dépend des noyaux engagés dans la transition, δ_R .

La première correction radiative Δ_R^V résulte du couplage faible entre le noyau père, le noyau fils et l'électron ou le positron produit au cours de la désintégration qui induit l'échange d'un photon γ et d'un boson W . Cette correction est indépendante des noyaux partenaires dans la désintégration et elle est la même pour toutes les transitions β . L'effet de cette correction est habituellement pris en compte sous la forme d'une normalisation de la constante de couplage vectorielle G_V (ou axial-vectorielle G_A). La constante de couplage effective est ainsi donnée par :

$$G'_V = (1 + \Delta_R^V)G_V \quad (1.31)$$

La correction Δ_R^V est aujourd'hui estimé à $(2,361 \pm 0,038)\%$ [9] et une réduction de 30 % de cette incertitude est attendue.

La deuxième correction δ_R est induite par le couplage entre les particules émises dans la désintégration β et le champ électromagnétique externe du noyau résiduel. Ce couplage prend essentiellement la forme d'un échange des photons virtuels avec le milieu

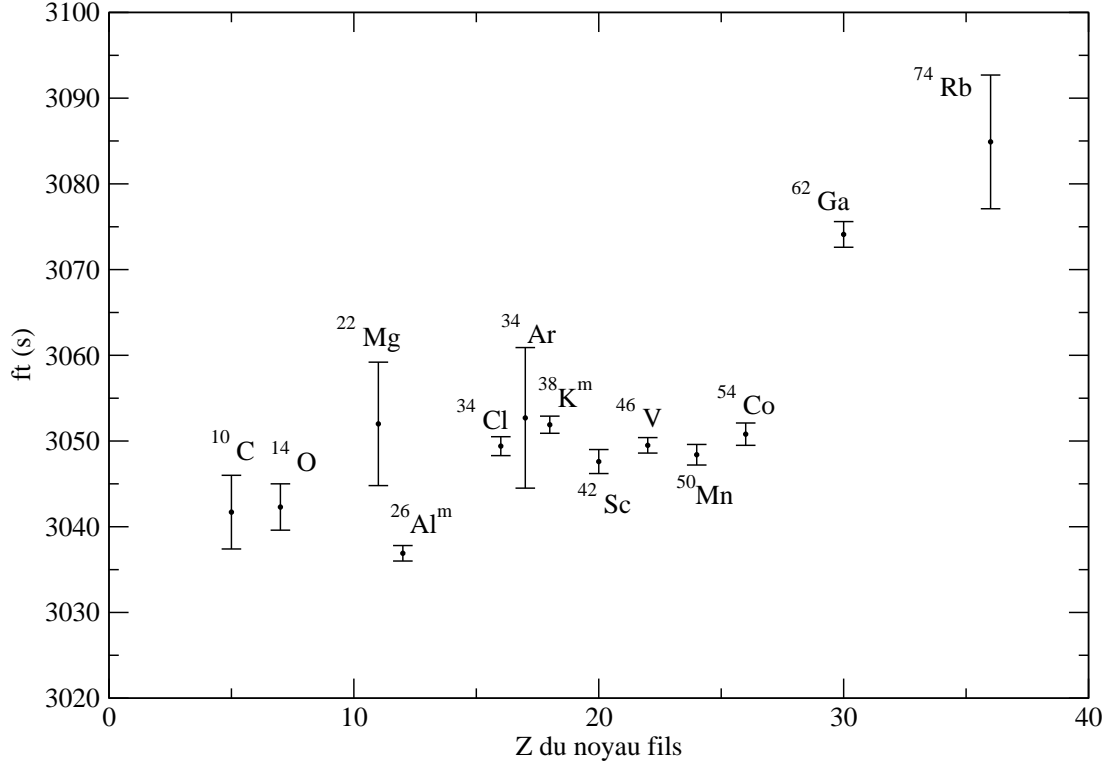


FIG. 1.1 – Valeurs de ft les plus précises mesurées avant 2014 pour des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) dans la décroissance β^+ de 13 noyaux : ^{10}C , ^{14}O , ^{22}Mg , $^{26}\text{Al}^m$, ^{34}Cl , ^{34}Ar , $^{38}\text{K}^m$, ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co , ^{62}Ga et ^{74}Rb [8].

environnant. La correction δ_R peut se décomposer en deux termes [10] :

$$\delta_R = \delta_{NS} + \delta'_R \quad (1.32)$$

Le premier terme δ_{NS} dépend de la structure des noyaux père et fils. Il rend compte de la correction induite par l'interaction entre les nucléons. Le deuxième terme δ'_R rend compte de partie indépendante de la structure nucléaire de la correction radiative δ_R . Elle ne dépend que des caractéristiques de la transition. Pour les 13 transitions super-permises de type Fermi les mieux étudiées, δ'_R est calculé dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique. Il est évalué jusqu'à l'ordre ($\alpha^3 Z^2$) et varie de 1,42 % à 1,65 %. La correction δ_{NS} est évaluée dans le cadre du modèle en couches du noyau et varie entre 0,2 % à 0,6 % [11]. Ce couplage électromagnétique est pris en considération en remplaçant le facteur d'espace de phase f par un facteur d'espace de phase effectif :

$$f_R = f(1 + \delta_R) \quad (1.33)$$

1.2.2 Les corrections de brisure de la symétrie d'isospin

Les corrections de brisure de symétrie de l'isospin δ_C résultent des forces nucléaires qui ne conservent pas la symétrie de l'isospin et de l'interaction coulombienne qui agit sur les

particules chargées (protons). Elles induisent deux effets : un mélange de configurations d'isospin des états nucléaires concernés par la transition et un défaut de recouvrement des fonctions d'ondes radiales du proton et du neutron engagés dans la désintégration. Si on ignore la non conservation de l'isospin, la valeur de l'élément de la matrice de Fermi pour les transitions super-permises entre états analogues ($0^+ \rightarrow 0^+$) est calculable exactement (elle vaut 2 pour une transition β entre états d'isospin $T = 1$). Dans ce cas là les transitions β vers tous les autres états excités 0^+ dans le noyau fils sont strictement interdites. Cependant, la dépendance des forces nucléaires vis-à-vis de la charge rend possible les transitions vers les états 0^+ dits non-analogues dans le noyau fils et l'élément de matrice de Fermi associé n'est plus exactement nul. Comme la fonction d'onde de l'état initial est différente de celle de l'état final, une correction de la brisure de la symétrie de l'isospin est appliquée à l'élément de matrice de la transition. Cette correction prend la forme suivante :

$$|M'_{f,i}|^2 = 2(1 - \delta_c) \quad (1.34)$$

La correction δ_C résulte principalement du défaut de recouvrement entre les fonctions d'ondes radiales de l'état initial et final du noyau précurseur et du noyau fils. Ce défaut de recouvrement des fonctions d'onde est encore accentué dans le cas de noyaux de $T_z = 1$ comme ^{18}Ne , car la différence entre l'énergie de séparation d'un proton dans le noyau père et d'un neutron dans le noyaux fils est élevée : elle est supérieure à 5 MeV dans le cas de ^{18}Ne et de son noyau fils ^{18}F . La correction δ_C est évaluée en se basant sur différentes approches théoriques, plus au moins complexes, utilisant par exemple des potentiels de type Woods-Saxon et des approches Hartree-Fock. La figure 1.2 présente une comparaison entre les corrections calculées à partir de quelques modèles existants dans la littérature pour plusieurs noyaux se désintégrant par émission β super-permise. La figure 1.2 montre que δ_C ainsi que la différence entre les prédictions théoriques augmentent comme le carré du numéro atomique du noyau fils. Cela reflète la dépendance de la correction vis-à-vis de l'interaction coulombienne. Certains noyaux légers dont la structure nucléaire est relativement simple comme ^{14}O , ^{18}Ne , ^{30}S et ^{34}Ar permettent de mieux contraindre les différents modèles théoriques utilisés. Dans le cas d'approches de type modèles en couches, ils permettent notamment de tester la sensibilité des calculs théoriques à la troncation de l'espace de valence effectuée. C'est là l'une des motivations de ce travail de thèse portant sur l'étude de la décroissance super-permise de type Fermi de ^{18}Ne . Les noyaux les plus lourds ($Z > 30$) sont également les mieux indiqués pour tester la validité des modèles. Cependant, ces noyaux présentent une densité d'états beaucoup plus importante que dans les noyaux légers et nombre d'entre eux se désexcitent en émettant un grand nombre de raies γ de très faible intensité. Comme les détecteurs de haute résolution utilisés dans les expériences ont une faible efficacité, dans la plupart des cas ils sont aveugles à ces rayonnements γ [16]. Cela explique (à part pour ^{62}Ga et ^{74}Rb) l'absence de données expérimentales pour ces noyaux. À cela s'ajoute le fait que les noyaux émetteurs β^+ ayant une masse supérieure ou égale à 62 (^{62}Ga , ^{66}As , ^{70}Br , ^{74}Rb ...) sont particulièrement riches en protons et donc très instables. La difficulté de les produire et leurs durées de vie courtes (de l'ordre d'une centaine de millisecondes) rendent plus compliquées les mesures de haute précision de leur durée de vie, de leur masse et du rapport d'embranchement de leur désintégration β super-permise.

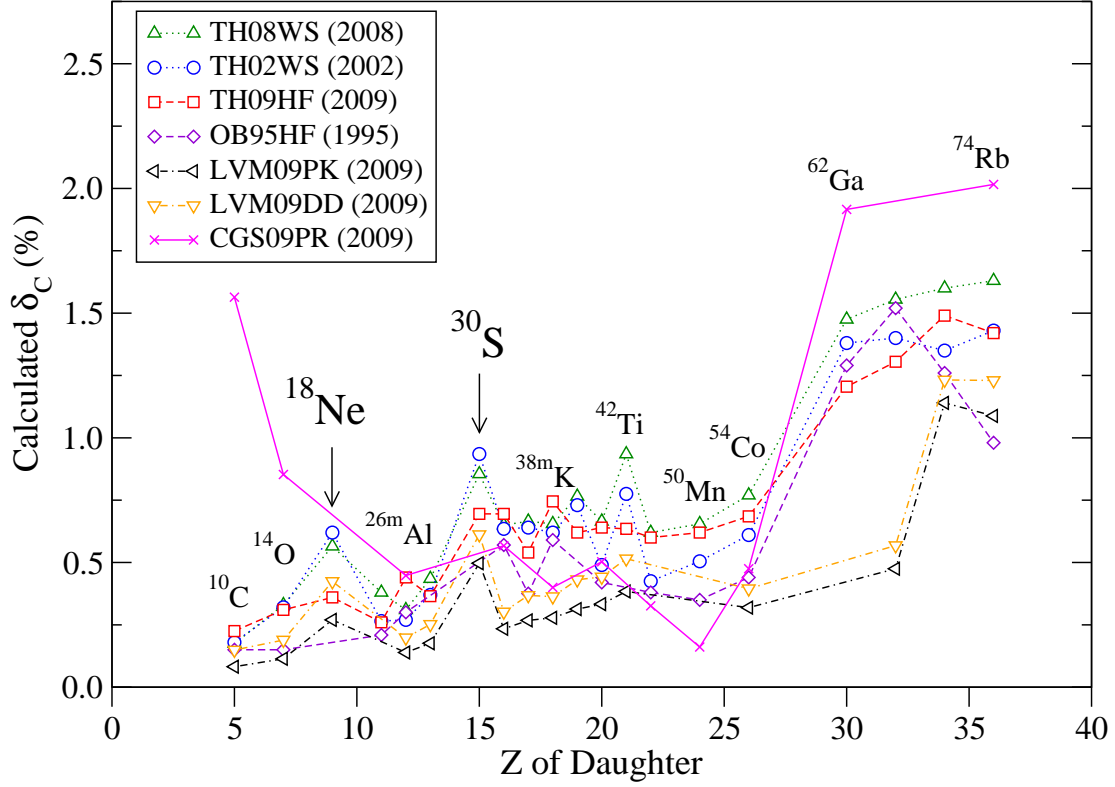


FIG. 1.2 – Comparaison de la correction de brisure de la symétrie d'isospin δ_C appliquée aux valeurs ft pour différents noyaux se désintégrant par émission β super-permise à partir de différents modèles théoriques. Ces données sont tirées des références [10, 11, 12, 13, 14, 15].

1.2.3 La valeur de Ft corrigée

La force des transitions super-permises de type Fermi entre des états isobariques analogues Ft est définie par [10] :

$$Ft = ft(1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C) = \frac{K}{2(1 + \Delta_R^V)G_V^2} \quad (1.35)$$

où la valeur de ft est déterminée expérimentalement et δ'_R , δ_{NS} , δ_C et Δ_R^V sont les corrections théoriques introduites précédemment. Si les corrections théoriques reproduisent bien les phénomènes physiques qui régissent la désintégration β , Ft doit être une constante indépendamment des transitions super-permises de type Fermi étudiées.

Comme discuté dans le paragraphe précédent, plusieurs approches théoriques sont utilisées pour calculer la correction de brisure de la symétrie d'isospin. La figure 1.3 présente les valeurs moyennes de Ft obtenues pour les 13 noyaux émetteurs β^+ listés précédemment pour lesquels les corrections sont calculées de deux manières différentes à partir de modèles en couches utilisant deux potentiels différents de type Woods Saxon et deux approches Hartree-Fock. Comme on peut le constater la valeur moyenne de Ft varie suivant les ap-

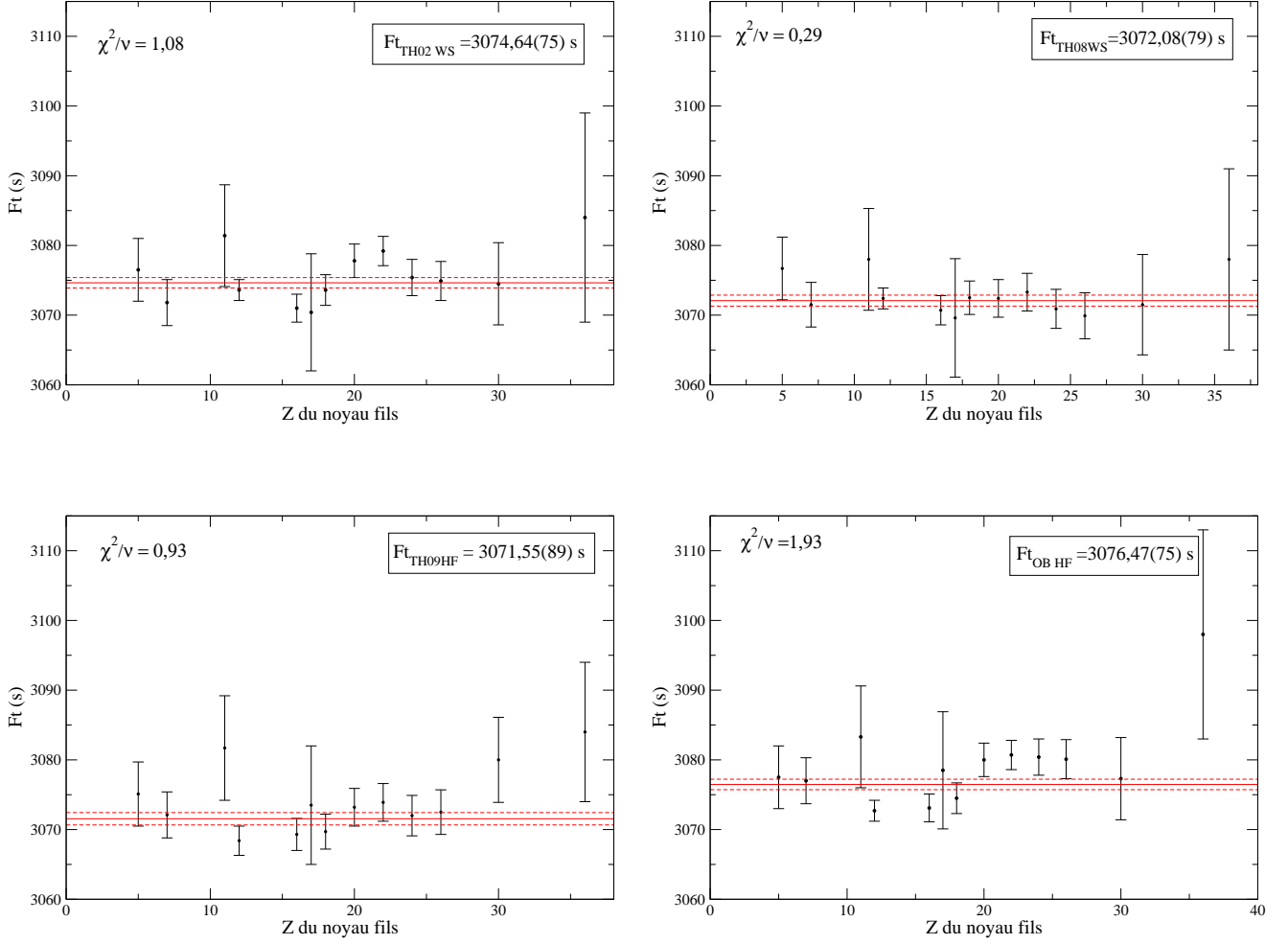


FIG. 1.3 – Systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+, T = 1$) représentées en fonction du numéro atomique Z du noyau fils pour des corrections de la brisure de symétrie d'isospin calculées dans le cadre du modèle en couches à l'aide de potentiels de type Woods-Saxon (en haut) et dans des approches de type Hartree-Fock (en bas). La ligne horizontale (en rouge) donne la valeur moyenne de Ft associée à l'ensemble des valeurs considérées. L'incertitude sur cette moyenne est représentée par les deux traits pointillés. Ces données sont tirées des références (de haut en bas et de droite à gauche) [11, 12, 10, 15].

proches utilisées pour l'évaluation de la correction de brisure de la symétrie d'isospin et même pour différents calculs réalisés dans le cadre d'une même approche. D'après Towner et Hardy, qui ont évalué les valeurs de Ft en utilisant les approches Hartree-Fock et Woods-Saxon (les trois premiers graphes de la Figure 1.3), le modèle le plus juste est celui qui valide l'hypothèse de conservation du courant vectoriel avec la meilleure précision, dont l'indépendance de Ft par rapport aux noyaux considérés : le meilleur modèle est ainsi celui qui conduit à une valeur moyenne de Ft avec le χ^2 normalisé le plus faible. Selon cette prescription, et avec un χ^2 normalisé de 0,29 les valeurs de Ft corrigées en δ_C calculées à partir du potentiel Woods-Saxon [12] montrées en haut à droite de la Figure 1.3 sont les plus justes. Cela permet ainsi de confirmer la théorie de la conservation du courant vectoriel (CVC) à un niveau de précision de 0,02 %. Cependant, l'approche Hartree-Fock paraît elle aussi raisonnable avec un χ^2 normalisé de 0,93 [10] pour le calcul représenté en bas

à gauche. La valeur finalement adoptée par Towner et Hardy est la moyenne des valeurs de Ft obtenues à partir des deux approches mentionnées précédemment. L'incertitude systématique sur cette moyenne est la différence entre ces deux valeurs [8].

$$\overline{Ft} = 3071,81(79)_{stat}(27)_{syst} \text{ s} = 3071,81(83) \text{ s} \quad (1.36)$$

Un article de Hardy et Towner publié récemment prend en compte de nouvelles mesures de précision des trois observables expérimentales $T_{1/2}$, BR et Q_β et réévalue la correction de symétrie d'isospin en ne tenant compte que de l'approche utilisant un potentiel de type Wood Saxon [7]. Une valeur de Ft associée à la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{38}Ca a également été ajoutée à l'étude systématique des transitions super-permises. La nouvelle valeur moyenne de Ft qui en découle est [7] :

$$\overline{Ft} = 3072,27(62)_{stat}(36)_{\delta'_R} \text{ s} = 3072,27(72) \text{ s} \quad (1.37)$$

La principale source d'incertitude est d'origine statistique. L'incertitude systématique est quant à elle dominée par l'incertitude sur la correction radiative δ'_R .

Connaissant la valeur de la correction radiative $\Delta_R^V = (2,361 \pm 0,038) \%$ [9], on peut facilement extraire la valeur de la constante de couplage vectorielle G_V à partir de la relation 1.35 [7] :

$$G_V^2 = \frac{K}{2(1 + \Delta_R^V)\overline{Ft}} \quad (1.38)$$

soit

$$\frac{G_V}{(\hbar c)^3} = 1,13625(11)_{stat}(8)_{\delta'_R}(21)_{\Delta_R^V} \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} = 1,13625(25) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.39)$$

La première composante de l'incertitude sur la valeur de G_V est d'origine statistique et elle est associée à la mesure des valeurs de ft individuelles et aux corrections théoriques dépendantes de la structure nucléaire. L'incertitude déduite à partir des désintégrations β^+ nucléaires super-permises de type Fermi n'est cependant pas seulement d'origine expérimentale : elle provient en fait essentiellement des erreurs associées aux corrections théoriques calculées. Le deuxième terme d'incertitude est ainsi dû à la correction radiative δ'_R . Le troisième terme est associé au calcul de la correction radiative Δ_R^V . C'est cette correction qui présente aujourd'hui la contribution principale à l'imprécision sur G_V .

Pour vérifier l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel, en plus des transitions super-permises de type Fermi, il existe d'autres types de désintégrations β à partir desquelles on peut mesurer ft expérimentalement et extraire la valeur de G_V après l'application de corrections théoriques. Ces transitions sont : les désintégrations β miroirs ($T = 1/2$), la désintégration du neutron libre et la désintégration du pion.

1.3 Les transitions β miroirs $T=1/2$

Des études récentes ont montré que les transitions β entre noyaux miroirs fournissent des données pertinentes pour déterminer de manière indépendante la valeur de G_V [17].

Au contraire des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) qui sont des transitions de type Fermi pures, les transitions β entre des noyaux miroirs ont des composantes de type Fermi et Gamow-Teller. La valeur de Ft^{miroir} associée à ces transitions est donnée par [18] :

$$Ft = f_V t (1 + \delta'_R) (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) (1 + (f_A/f_V) \rho^2) = Ft^{miroir} (1 + (f_A/f_V) \rho^2) \quad (1.40)$$

où f_V et f_A sont les facteurs d'espace de phase vectoriel et axial-vectoriel, calculés à partir de l'énergie de la transition. Le rapport de mélange ρ est déterminé expérimentalement par la mesure, soit du coefficient de corrélation angulaire β - ν « a », soit du paramètre d'asymétrie de l'électron « A » ou du neutrino « B ». Le coefficient de corrélation a est donné par :

$$a = \frac{1 - \frac{\rho^2}{3}}{1 + \rho^2} \quad (1.41)$$

où ρ vaut 1 pour une transition de type Fermi pure et 0 pour une transition de type Gamow-Teller pure.

Les deux paramètres A et B caractérisent la violation de la parité par l'interaction faible, ils sont déterminés à partir de la mesure de la quantité de mouvement de l'électron et du neutrino émis dans la désintégration :

$$A(B) = \frac{\mp(\pm) \frac{1}{J+1} \rho^2 - 2\sqrt{\frac{J}{J+1}} \rho}{1 + \rho^2} \quad (1.42)$$

Comme ces transitions dépendent du milieu et de la structure nucléaire, on doit inclure les corrections radiatives et les corrections de brisure de la symétrie d'isospin discutées précédemment.

Pour les transitions miroirs ($T = 1/2$), l'élément de la matrice de Fermi $|M'_{f,i}|$ vaut 1. Par analogie avec les décroissances super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$), la valeur de G_V est donnée par (équation 1.38) :

$$G_V^2 = \frac{K}{(1 + \Delta_R^V) \overline{Ft}} \quad (1.43)$$

5 valeurs de Ft associées à des transitions miroirs ont été mesurées avec une grande précision dans la décroissance de ^{19}Ne , ^{21}Na , ^{29}P , ^{35}Ar et ^{37}K . Les valeurs des différentes observables expérimentales et des corrections théoriques sont présentées dans le tableau 1.2. La valeur moyenne de Ft obtenue pour les cinq décroissances β miroirs mesurées avec le plus de précision est [19] :

$$\overline{Ft} = 6167(21) \text{ s} \quad (1.44)$$

Au contraire des transitions super-permises, pour les décroissances miroirs, la plus grande incertitude pesant sur le calcul de la moyenne de Ft est d'origine expérimentale. En tenant compte des corrections radiatives indépendantes de la transition, $\Delta_R^V = 2,361(38) \%$, on peut extraire la valeur de la constante de couplage vectoriel G_V de l'étude des transitions miroirs :

$$\frac{G_V}{(\hbar c)^3} = 1,1404(15)_{Ft(2)\Delta_R^V} \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} = 1,1404(15) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.45)$$

Noyau père	$f_V t$ (s)	δ'_R (%)	$\delta_C^V - \delta_{NS}^V$ (%)	ρ	f_A/f_V	Ft
^{19}Ne	1721,3(1,2)	1,533(12)	0,520(40)	1,5995(45)	1,0143(29)	6182(28)
^{21}Na	4029,1(15)	1,514(15)	0,410(30)	-0,7136(72)	1,0180(36)	6184(46)
^{29}P	4791(18)	1,453(26)	1,070(60)	-0,593(104)	1,0223(45)	6537(606)
^{35}Ar	5638,8(63)	1,421(35)	0,530(50)	-0,279(16)	0,9894(21)	6128(49)
^{37}K	4605,4(8,2)	1,431(39)	0,790(60)	0,561(27)	1,0046(9)	6006(146)

TAB. 1.2 – Le tableau présente les corrections théoriques radiatives δ'_R et de structure nucléaire $\delta_C^V - \delta_{NS}^V$ et les observables expérimentales associées aux décroissances β miroirs de cinq noyaux. Ces dernières sont : la partie vectorielle de Ft , $f_V t$, le rapport des éléments de matrice de Fermi et Gamow-Teller ρ , et le rapport des facteurs d'espace de phase vectoriel et axial-vectoriel f_A/f_V . Ces paramètres permettent de déterminer la valeur de Ft dans la décroissance des noyaux miroirs. Ces données sont extraites des références suivantes : [17, 18, 19].

Cette valeur de G_V est en accord avec celle obtenue à partir des transitions super-permises de type Fermi ($1,13625(25) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$), mais elle est ~ 6 fois moins précise (0,13 % contre 0,02 %). Cette imprécision est due principalement à la détermination du rapport de mélange ρ et à la mesure du temps de vie des noyaux émetteurs β miroirs. Avec le développement des installations de recherche en physique nucléaire de par le monde, l'étude de la désintégration de la plupart des noyaux miroirs est devenue possible. Des pièges à ions pour la mesure du coefficient de corrélation ont été développés tel que le piège de Paul du dispositif LPCTrap au GANIL (LPC Caen) [20], un piège de Penning au CERN [21], un piège magnéto-optique à TRIUMF [22] et LBNL [23] et un piège de Penning (TAMUTrap) à Texas A&M University [24]. L'étude systématique des décroissances β miroirs constitue une bonne alternative à celle des transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) et elle peut être ainsi utilisée pour extraire de manière indépendante la valeur de G_V .

1.4 La désintégration du neutron libre

La désintégration β^- du neutron libre a lieu entre deux états de spin parité $\pi_i = \frac{1}{2}^+ \rightarrow \pi_f = \frac{1}{2}^+$. Son équation est donnée par :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.46)$$

Les effets de la structure nucléaire (δ_C et δ_{NS}) présents dans les désintégrations β super-permises de type Fermi ou entre noyaux miroirs sont absents dans le cas de la désintégration du neutron libre.

La force Ft de la décroissance du neutron fait intervenir les constantes de couplage vectorielle et axiale-vectorielle. Elle est donnée par [12] :

$$f\tau_n(1 + \delta'_R) = \frac{\frac{K}{\ln(2)}}{G_V^2(1 + \Delta_R^V)(1 + 3\lambda^2)} \quad (1.47)$$

avec

$$\lambda^2 = \frac{G_A^2(1 + \Delta_R^A)}{G_V^2(1 + \Delta_R^V)} \quad (1.48)$$

où τ_n est le temps de vie normalisé du neutron ($T_{1/2}/\ln(2)$) et λ le rapport de la constante de couplage axial-vectorielle effective et de la constante de couplage vectorielle effective. λ est calculé à partir du paramètre d'asymétrie A mesuré dans la décroissance β du neutron libre. La valeur moyenne calculée à partir des 5 mesures les plus précises est de -1,2694(28) [25].

Comme pour les transitions super-permises la constante K est donnée par :

$$K/(\hbar c)^6 = 2\pi^3 \hbar \ln(2)/(m_e c^2)^5 = (8120,271 \pm 0,012) \times 10^{-10} \text{GeV}^{-4} \text{s} \quad [26]. \quad (1.49)$$

Les 2 mesures les plus récentes et les plus précises du temps de vie de neutron donnent $T_{1/2} = 885,4(10) \text{ s}$ [27] et $T_{1/2} = 878,5(8) \text{ s}$ [28]. Comme on peut le constater il y a une différence de 7σ entre les deux valeurs. Le Particle Data Group a recommandé en 2010 une valeur moyenne de $885,7(8) \text{ s}$ [26] qui tient compte de 7 premières mesures du temps de vie du neutron et élimine la valeur de la référence [28]. En combinant cette valeur avec celle du rapport des constantes de couplage effectives λ et la valeur du facteur d'espace de phase pour la désintégration du neutron $f = 1,6887(2)$ [25], la valeur de G_V déduite est de :

$$\frac{G_V}{(\hbar c)^3} = 1,13676(52)_{f\tau_n(21)\Delta_R^V(208)_\lambda} \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} = 1,1368(22) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (1.50)$$

La précision sur la valeur de la constante de couplage vectorielle déduite est de 0,19 % et elle est dominée par l'incertitude expérimentale sur la détermination du rapport des constantes de couplage effectives. La valeur de la constante de couplage G_V déduite est en accord avec celle obtenue avec les transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) mais 8 fois moins précise.

1.5 La désintégration du pion

La décroissance $\beta^+ 0^- \rightarrow 0^-$ du pion est donnée par l'équation :

$$\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (1.51)$$

Du point de vue des corrections théoriques cette désintégration donne la valeur la plus précise de G_V . Elle présente le même avantage que la décroissance du neutron (absence des corrections dues au milieu nucléaire) et elle a l'avantage d'être purement vectorielle. Mais le rapport d'embranchement très faible (de l'ordre de 10^{-8}) qui caractérise cette désintégration rend la mesure de sa force compliquée. La valeur ft corrigée s'écrit dans le cas de la décroissance du pion [29] :

$$ft_\pi(1 + \delta'_R) = \frac{K}{2G_V^2(1 + \Delta_R^V)} \quad (1.52)$$

Le temps de vie normalisé du pion est $\tau_\pi = 2,6033(5)10^{-8}$ s [26] et le rapport d'embranchement mesuré le plus précisément est $BR_\pi = 1,040(6)10^{-8}$ [30] ce qui donne une valeur de G_V de :

$$\frac{G_V}{(\hbar c)^3} = 1,13655(91)_{ft_\pi(21)\Delta_R^V(350)_{BR}} \times 10^{-5} GeV^{-2} = 1,1366(36) \times 10^{-5} GeV^{-2} \quad (1.53)$$

Avec 0,3 % de précision cette valeur est ~ 2 fois moins précise que la valeur obtenue à partir de la désintégration du neutron libre et elle est ~ 14 fois moins précise que la valeur calculée à partir des désintégrations super-permises de type Fermi du fait de l'incertitude expérimentale sur la mesure du rapport d'embranchement BR_π .

La précision des différentes approches et la contribution relative des différentes sources expérimentales et théoriques à l'incertitude sont données dans la figure 1.5 pour l'élément de matrice V_{ud} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa déduit de la valeur de G_V obtenue dans les différentes approches.

1.6 La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Les quarks d'une même génération peuvent, par l'intermédiaire de l'interaction faible, se transformer en quarks d'une autre génération. Ce mélange de saveurs des quarks est exprimé par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou matrice CKM. Les expériences réalisées ces 50 dernières années ont mis en évidence l'existence de trois générations de quarks : up et down pour la première génération, charm et strange pour la deuxième génération et top et bottom pour la troisième.

La matrice CKM est donnée par :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

où d, s et b sont les états propres de masse des quarks down, strange et bottom et d', s' et b' leurs états propres de saveurs. Le module d'un élément V_{ij} de la matrice représente l'amplitude de la probabilité de transition d'un quark $i(u,c,t)$ en un quark $j(d,s,b)$. Le Modèle Standard supposant l'existence de 3 générations de quark seulement, la matrice CKM doit être unitaire. On peut dès lors tester la validité du Modèle Standard en vérifiant que les éléments de la matrice CKM satisfont à la règle d'unitarité. Dans le cas contraire, cela nécessiterait une extension du modèle standard (nouvelle génération de quark, courants leptoniques droits, etc...).

La condition d'unitarité s'exprime comme suit pour chaque ligne (et colonne) (i) de la matrice CKM :

$$\sum_j V_{ij}^2 = 1$$

Les éléments de la première ligne de la matrice CKM sont ceux déterminés expérimentalement avec le plus de précision. Pour ces éléments la condition d'unitarité s'écrit :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (1.54)$$

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs individuelles des éléments V_{ij} de la matrice, c'est à l'expérience de déterminer leurs valeurs par l'étude des processus de décroissance appropriés qui font intervenir les quarks concernés.

1.6.1 L'élément V_{ud} de la matrice CKM :

L'élément V_{ud} représente le mélange entre les deux quarks les plus légers up et down. Il est donné par le rapport entre la constante de couplage vectorielle G_V et la constante de Fermi G_F . La constante de couplage vectorielle peut être déterminée à partir des décroissances β super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$), des décroissances β miroirs, de la désintégration de neutron libre ou de celle du pion. La constante de Fermi est déterminée à partir de la décroissance de muon avec une précision de $5 \times 10^{-5} \%$ [31] :

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (1.55)$$

Les valeurs de V_{ud} obtenues à partir des différents types de décroissance sont présentées dans la figure 1.4. Comme on peut le constater, la valeur la plus précise de V_{ud} est obtenue à partir des transitions super-permises de type Fermi qui conduisent comme on l'a vu précédemment à la valeur de G_V la plus précise [7] :

$$|V_{ud}| = \frac{G_V}{G_F} = 0,97417(21) \quad (1.56)$$

Les sources d'incertitude sur V_{ud} , calculées à partir des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$), de la désintégration du pion, de la désintégration du neutron libre et des transitions miroirs sont présentées dans la figure 1.5. Dans le cas des transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$), la précision sur V_{ud} est limitée par les corrections théoriques d'origine radiatives. Malgré l'absence de la contrainte de la structure nucléaire pour la désintégration de neutron et celle du pion, les valeurs déduites de V_{ud} sont beaucoup moins précises du fait de la difficulté de la réalisation des mesures expérimentales (rapport d'embranchement très faible pour la décroissance du pion et rapport des constantes de couplage axial-vectorielle et vectorielle imprécis pour celle du neutron). De plus, la limitation statistique pour la décroissance du pion et celle du neutron libre ne permettent pas de tester l'unitarité de la matrice CKM avec la même précision que celle obtenue à partir de l'étude des transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$). L'étude systématique des transitions miroirs peut être un bon moyen complémentaire pour tester l'hypothèse de conservation du courant vectoriel et l'unitarité de la matrice CKM.

1.6.2 Les éléments V_{us} et V_{ub} de la matrice CKM

Le deuxième terme de l'équation d'unitarité 1.54, V_{us} , représente le mélange entre les quarks up et strange. Il est mesuré à partir de la décroissance semi-leptonique des kaons chargé et neutre :

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (1.57)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e \quad (1.58)$$

La valeur obtenue est faible et précise $|V_{us}| = 0,2253(8)$ [31].

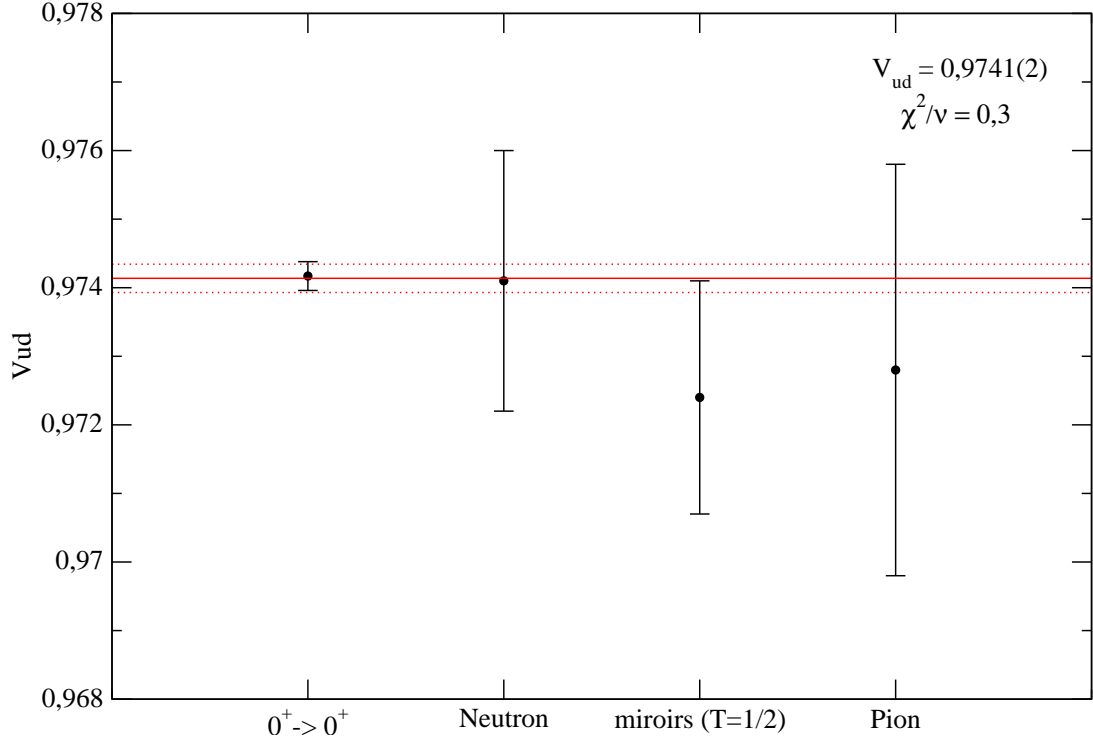


FIG. 1.4 – Valeurs de V_{ud} déterminées à partir des transitions super-permises de type Fermi [7], de la désintégration du neutron libre [26], des transitions entre noyaux miroirs [19] et de la désintégration du pion [31].

Le troisième terme de l'équation d'unitarité, V_{ub} , représente le mélange entre les quarks up et bottom. Il est mesuré à partir de la décroissance des mésons. Sa valeur est si faible qu'elle n'a pas d'impact sur l'unitarité : $|V_{ub}| = 4,15(49) \times 10^{-3}$ [31]. En combinant les valeurs de V_{us} , V_{ub} et la valeur de V_{ud} déterminée à partir des transitions super-permises de type Fermi on obtient :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,99978(55) \quad (1.59)$$

Ces résultats attestent que la contrainte d'unitarité appliquée à la première ligne de la matrice CKM est satisfaite. La précision sur la somme des carrés de la première ligne de la matrice est de 0,05 %. La contribution la plus importante sur l'incertitude vient du terme dominant V_{ud} , dont la précision est limitée par les corrections théoriques. Des améliorations sur les calculs théoriques sont donc requises.

L'étude de la désintégration β^+ du noyau ^{18}Ne , sujet de cette thèse, s'inscrit dans le cadre de la mesure systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$). Le paragraphe suivant présente les motivations liées à l'étude de la décroissance super-permise de ^{18}Ne , ainsi qu'un état des lieux concernant les données disponibles sur cette décroissance.

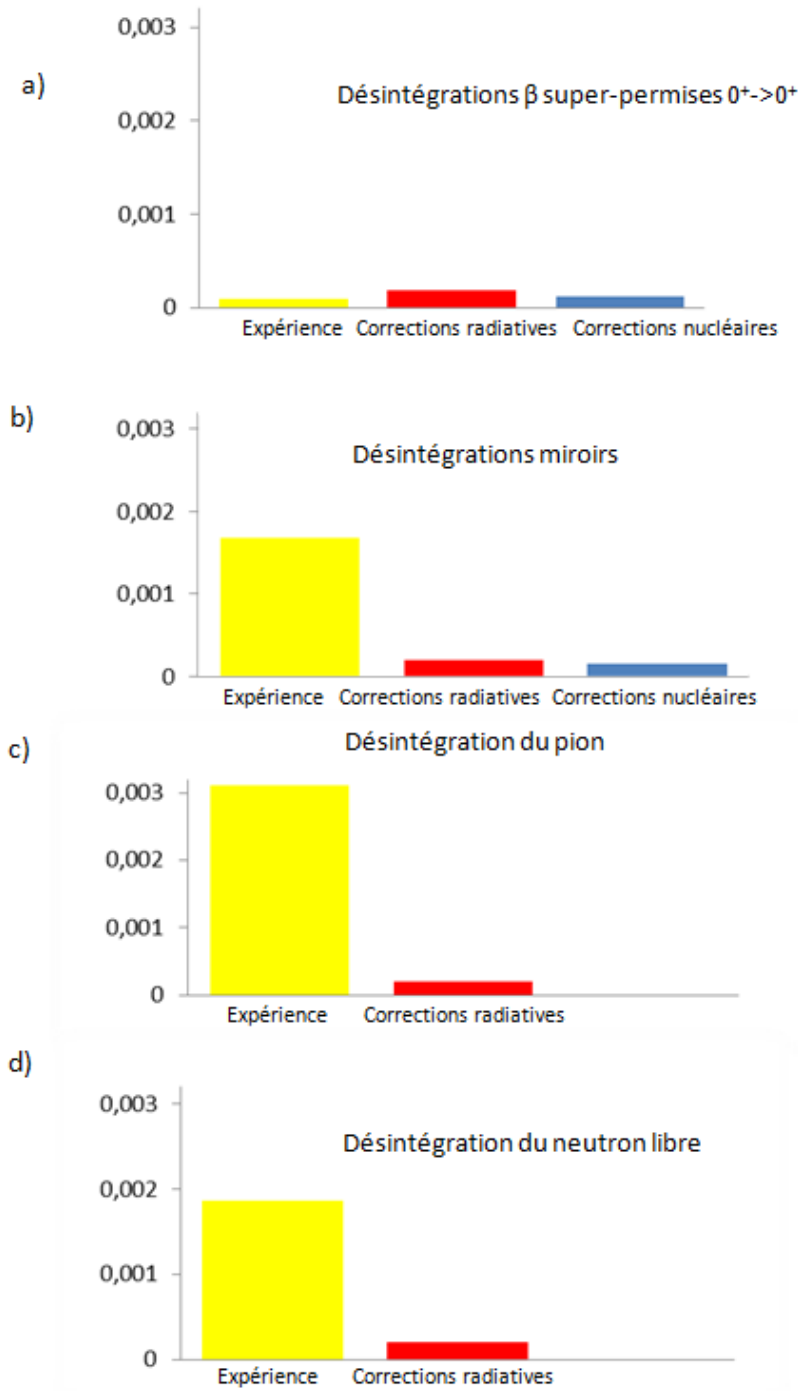


FIG. 1.5 – Les sources d’incertitudes sur la valeur du premier élément V_{ud} de la matrice CKM pour : a) les transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$), b) les transitions miroirs, c) la désintégration du pion et, d) la désintégration de neutron libre. Les incertitudes d’origine expérimentale sont indiquées en jaune, en rouge celles d’origine radiative et en bleu celles d’origine nucléaire.

1.7 Étude de la décroissance β de ^{18}Ne ($Z=10$, $N=8$)

Comme mentionné précédemment, les mesures précises des désintégrations super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi permettent de tester la théorie de la conservation du

courant vectoriel et de déterminer la valeur de l'élément V_{ud} de la matrice CKM. Dans le cas de ^{18}Ne et du fait de sa structure nucléaire particulière, sa désintégration β offre avec celles de ^{14}O , ^{30}S , ^{34}Ar et celles des noyaux lourds ($A \geq 62$) une contrainte expérimentale forte pour les corrections coulombiennes de brisure de symétrie d'isospin (cf. figure 1.2). Cette correction résulte du défaut de recouvrement entre les fonctions d'ondes radiales des états initial et final des nucléons impliqués dans la transition et du mélange de configuration des fonctions d'ondes des deux états. La particularité de la désintégration de ^{18}Ne est que la dernière couche remplie dans les états initial et final, $^{18}\text{Ne } \pi d_{5/2} - ^{18}\text{F } \nu d_{5/2}$, se situe à proximité de la fermeture de couche $N=8$, ce qui se traduit par une grande sensibilité de δ_C vis-à-vis des différents modèles théoriques utilisés pour décrire cette fermeture de couche.

La figure 1.6 présente le schéma de désintégration de ^{18}Ne avec les différentes transitions observées et les états peuplés dans le noyau fils ^{18}F . Pour le moment, la valeur Ft de ^{18}Ne n'est pas incluse dans la systématique des mesures les plus précises des transitions super-permises de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) du fait de la mauvaise précision sur la valeur de ft associée. Nous allons dans ce qui suit examiner l'état des connaissances concernant les trois observables expérimentales nécessaires à la détermination de la valeur ft caractérisant la désintégration β super-permise de ^{18}Ne .

Le premier ingrédient entrant dans la valeur de ft est l'énergie totale libérée au cours de la désintégration, déduite de la mesure de Q_β . Cette observable est aujourd'hui bien connue, elle vaut 4444,21(68) keV, avec une précision de 0,015 % [7]. Elle a été déduite de la mesure précise à ISOLDE à l'aide d'un piège de Penning de la masse de ^{18}Ne [32], celle de ^{18}F étant connue par ailleurs. Le facteur d'espace de phase f est déduit de cette observable et vaut 134,64(17) [7].

La durée de vie de ^{18}Ne a fait l'objet de plusieurs mesures [33, 34, 35, 36, 37]. La valeur moyenne de la durée de vie est 1,6654(11) s [37]. La précision relativement bonne atteinte sur cette observable est de 0,07 %. Elle est due principalement à la dernière mesure [37]. Celle-ci a été réalisée à partir de l'observation du rayonnement γ accompagnant la désintégration de ^{18}Ne lors d'une expérience menée à TRIUMF en 2008. La mesure de la durée de vie de ^{18}Ne extraite des données de décroissance β obtenues lors de la même expérience à l'aide de détecteurs plastiques est décrite dans le chapitre suivant.

La troisième observable expérimentale est le rapport d'embranchement BR entre les états analogues de la transition super-permise. Pour cette observable la situation est différente, le rapport d'embranchement n'a été mesuré qu'une seule fois en 1975 [35] au Chalk River laboratory à Ontario au Canada. En comparant cette expérience à celles similaires faites de nos jours, on peut constater qu'elle a été réalisée dans des conditions qui ne permettaient pas de mesurer précisément le rapport d'embranchement. La principale raison est l'incertitude sur l'efficacité du détecteur de rayonnement γ utilisé : elle était de 1,5 % pour la raie γ à l'énergie de 1042 keV. La deuxième raison est due à la contamination du faisceau de ^{18}Ne en ^{18}F , le noyau fils de ^{18}Ne , et en ^{15}O qui étaient responsables de 15 % des décroissances β au début de phase de la décroissance de l'activité des noyaux collectés. La troisième raison est liée au protocole d'analyse des données de décroissance γ qui ne prend pas en compte la correction d'empilement essentielle dans des mesures d'intensité γ de haute précision [38]. Le traitement de cette correction est détaillé dans le chapitre 3.

Le rapport d'embranchement de la transition super-permise de type Fermi obtenu lors de

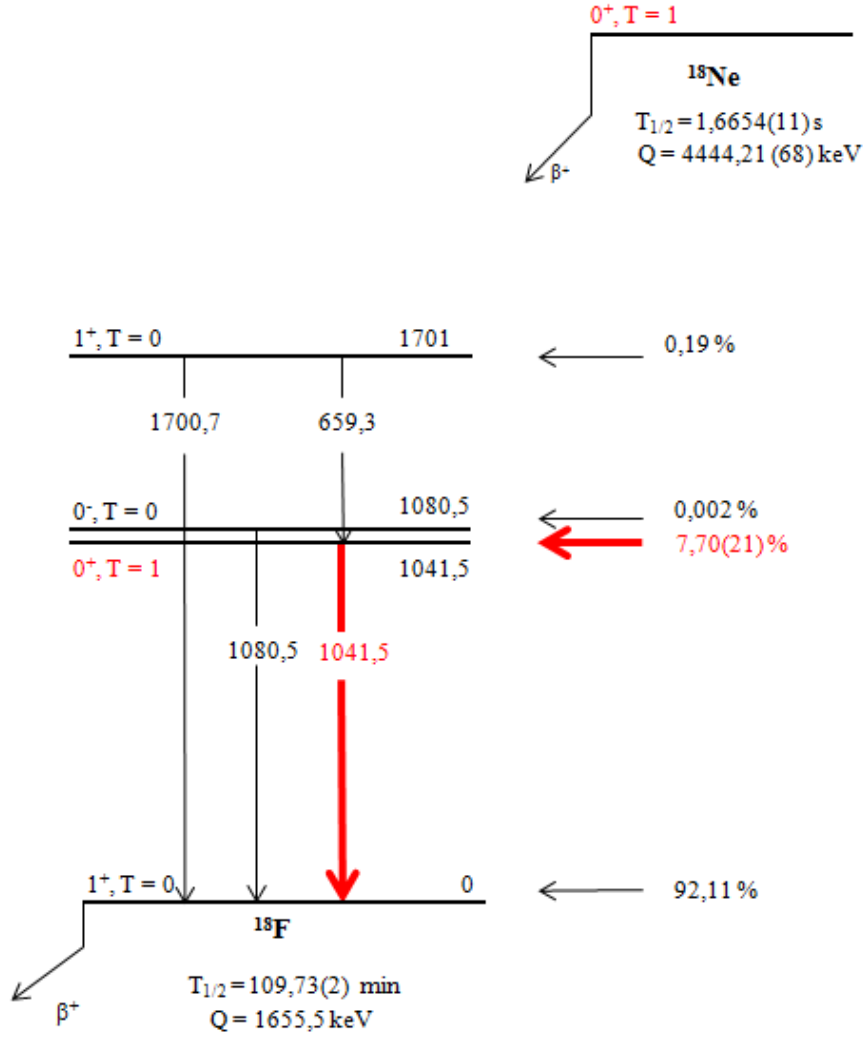


FIG. 1.6 – Schéma de décroissance de ^{18}Ne . La transition super-permise entre états isobariques analogues ($0^+ \rightarrow 0^+$) qui nous intéresse alimente l'état à 1041,5 keV dans le noyau ^{18}F .

cette mesure est de 7,70(21) %. Avec une précision de 2,7 %, cette valeur est loin de la précision recherchée de l'ordre de 0,2 % pour les autres transitions β super-permises prises en compte dans l'étude systématique. En combinant les valeurs actuelles de l'énergie totale de la transition super-permise qui est de 4444,21(68) keV, le temps de vie $T_{1/2} = 1,6654(11)$ s et le rapport d'embranchement, la valeur de ft pour la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne est de [7] :

$$ft(^{18}\text{Ne}) = 2914(4)_f(2)_{T_{1/2}}(79)_{BR} \text{ s} = 2914(79) \text{ s} \quad (1.60)$$

L'origine principale de l'incertitude est l'imprécision sur la mesure du rapport d'embranchement. Connaissant les valeurs des corrections théoriques [7], $\delta'_R = 1,506$ % et $\delta_C - \delta_{NS} = 0,850(52)$ %, on peut calculer la valeur de Ft corrigée. Elle est de 2932,8(80) s. La précision sur la valeur de Ft qui est de 2,7 % est limitée par l'incertitude sur le rapport

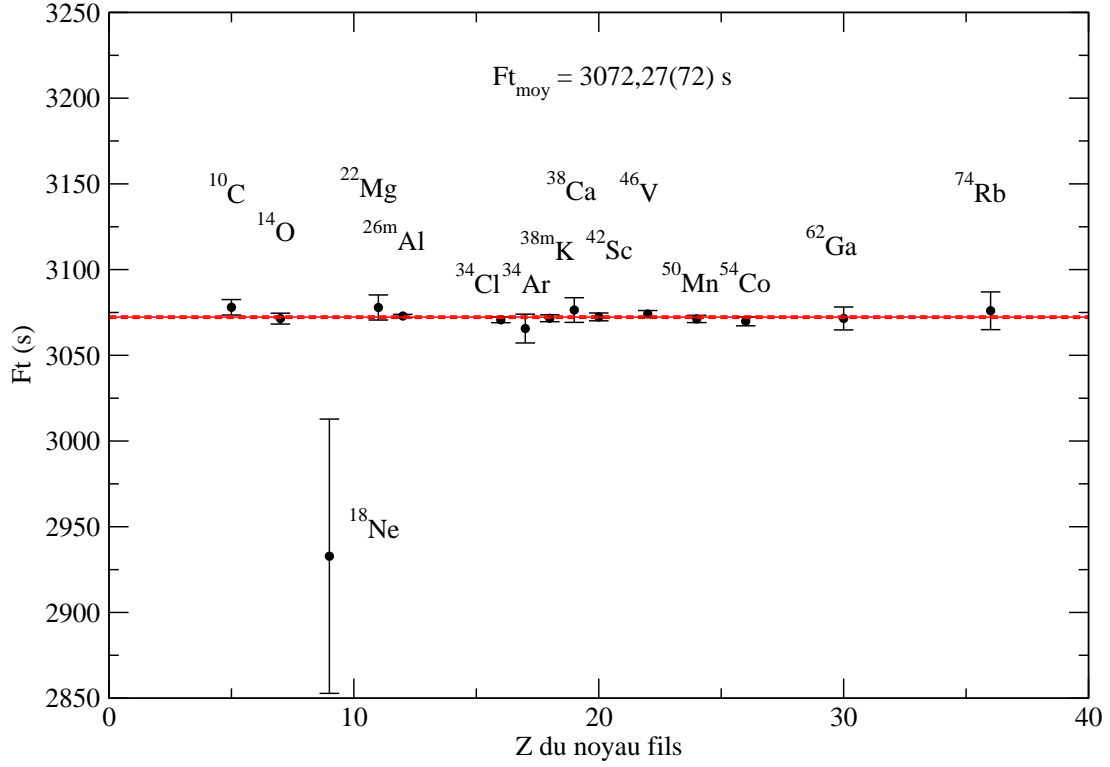


FIG. 1.7 – Comparaison de la valeur de Ft corrigée obtenue pour la transition super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne ($Ft = 2914(79)$ s) et celles des 14 autres transitions super-permises mesurées avec le plus de précision. La valeur moyenne obtenue à l'aide de ces 14 transitions est indiquée à l'aide d'un trait rouge. Elle vaut $3072,27(72)$ s.

d'embranchement. A titre de comparaison, la figure 1.7, présente la valeur Ft corrigée de ^{18}Ne et celle des 14 autres noyaux pour lesquels cette valeur est déterminée avec une grande précision. L'inexistence jusqu'à une période récente de détecteurs de rayonnement γ offrant une très bonne précision sur l'efficacité de détection est la principale raison pour laquelle ^{18}Ne n'est pas pris en compte dans la systématique des valeurs de Ft corrigées. De tels détecteurs existent aujourd'hui, à Texas A&M University et au Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan. C'est ce dernier détecteur que nous avons utilisé au GANIL pour faire la mesure précise du rapport d'embranchement de la désintégration super-permise de ^{18}Ne . La procédure d'étalonnage en efficacité du détecteur et les conditions de mesure de la décroissance de ^{18}Ne sont détaillées respectivement dans les chapitres 3 et 4.

Chapitre 2

Mesure très précise du temps de vie de ^{18}Ne

Ce chapitre traite de la première partie du travail de thèse, la mesure très précise du temps de vie de ^{18}Ne à partir de l'étude de sa désintégration β . L'objectif est d'atteindre une précision inférieure à 0,1 %, comparable à celle obtenue lors de la même expérience à partir de l'observation du rayonnement γ émis dans la désintégration de ^{18}Ne [37].

Le premier paragraphe donne une brève description de l'expérience dont nous analysons ses résultats. On décrira ensuite le protocole d'analyse utilisé et on terminera par la comparaison de la valeur de durée de vie obtenue avec les autres valeurs déjà mesurées.

2.1 L'expérience réalisée

L'expérience a eu lieu en 2008 auprès de l'installation de basse énergie ISAC (Isotope Separator and Accelerator) de TRIUMF à Vancouver au Canada. Cette installation est l'une des premières auprès de laquelle des recherches ont été menées en utilisant des faisceaux d'ions radioactifs [39].

La production des noyaux radioactifs se fait par réaction de spallation dans une cible de SiC (carbure de silicium) à l'aide d'un faisceau de protons de haute énergie (~ 500 MeV) à une intensité de 70 μA délivré par le cyclotron principal de TRIUMF. Les produits de réaction sont ionisés à l'aide d'une source d'ion de type FEBIAD (forced electron beam-induced arc-discharge [40]).

A la sortie de la source les ions radioactifs délivrés à une énergie de 60 keV sont séparés en charge et en masse (Q/M) par un séparateur de masse ayant une résolution de $\Delta M/M \sim 1/1000$ avant d'être envoyés dans la salle d'expériences. Dans le cas qui nous occupe, le faisceau radioactif de basse énergie sélectionné est le $^{18}\text{Ne}^{1+}$. L'intensité moyenne du faisceau au début de l'expérience était de 8×10^5 ions/s. Une intervention sur la source d'ions a permis d'améliorer la qualité du faisceau ainsi que son intensité qui est passée à 2×10^6 ions/s vers la fin de l'expérience.

Le séparateur laisse passer des contaminants qui ont une masse et une charge identiques au noyau intérêt. Pour cette raison le faisceau peut contenir du $^{18}\text{F}^{1+}$ ($T_{1/2} \sim 110$ min), du ^{17}F ($T_{1/2} \sim 64$ s) sous forme moléculaire (HF^{1+}) et d'autres contaminants de valeur de M/Q égale à 18. Un paragraphe sera dédié dans ce chapitre à l'identification et la quantification des contaminants, ainsi qu'à leur influence sur la précision de la mesure de

la durée de vie de ^{18}Ne .

Le faisceau secondaire sélectionné au moyen du séparateur de masse est implanté sur une bande de mylar aluminisée de 50 μm d'épaisseur. Cette bande est située au centre du détecteur SCEPTAR (Scintillating Electron-Positron Tagging Array) [37]. Il est composé de 20 scintillateurs inorganiques de 1,6 mm d'épaisseur qui sont disposés suivant 4 couronnes formées chacune de 5 scintillateurs. L'ensemble couvre un angle solide de détection de près de 80 % de 4π . Les particules β émises par les noyaux radioactifs implantés excitent des électrons de valence des atomes constituant les détecteurs plastiques. Leur désexcitation s'accompagne de l'émission de photons, collectés par un tube photomultiplicateur qui délivre une impulsion électrique dont l'amplitude est proportionnelle à la perte d'énergie de la particule β détectée.

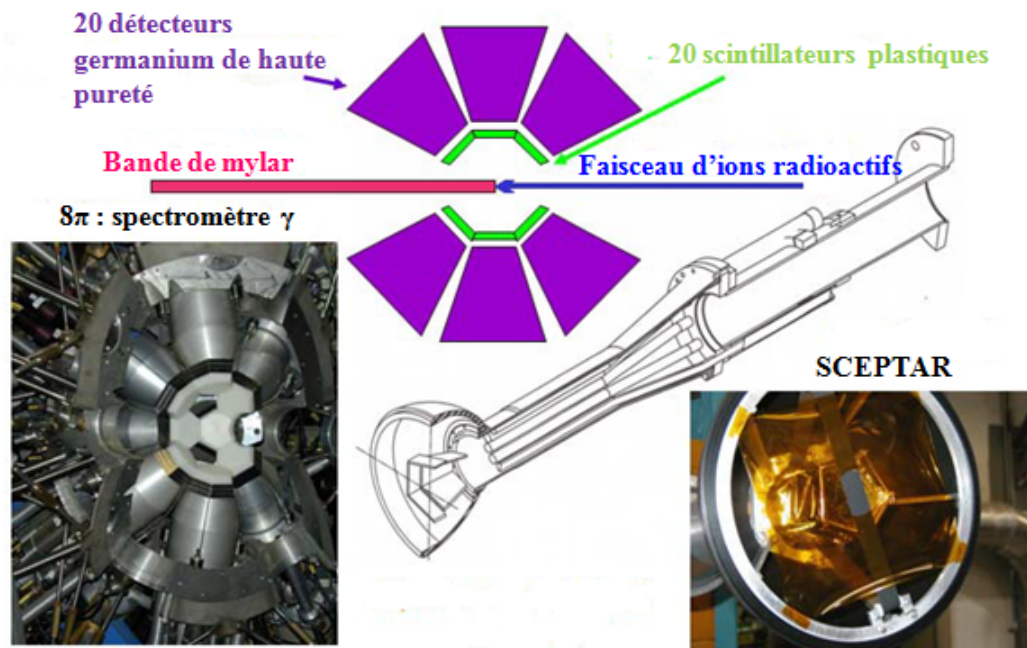


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif de détection qui a servi à mesurer la durée de vie de ^{18}Ne à TRIUMF. Il est composé d'un ensemble de détecteurs de particules β SCEPTAR, qui regroupe 20 scintillateurs plastiques, entourant une bande de mylar aluminisée sur laquelle les ions radioactifs sont implantés. L'ensemble est entouré par le spectromètre γ « 8π » qui est composé de 20 détecteurs germanium de haute résolution.

Les détecteurs plastiques sont entourés par 20 détecteurs germanium de grande pureté (HPGe) constituant un spectromètre sphérique (8π γ -ray spectrometer) qui couvre un angle solide de 13 % de 4π , voir la figure 2.1 [41]. L'ensemble des détecteurs de germanium a une efficacité de détection de 1 % pour une raie γ de 1,3 MeV. L'arrière et les côtés de chaque cristal sont entourés par des scintillateurs BGO (germanate de bismuth) qui permettent d'identifier les événements Compton associés à une perte d'énergie partielle du rayonnement γ dans les détecteurs ainsi que les raies γ émises par l'environnement extérieur (bruit de fond).

L'implantation du faisceau d'ions radioactifs est interrompue régulièrement pour détecter

les particules β au moyen de SCEPTAR et les raies γ à l'aide des détecteurs germanium. Comme le noyau fils de ^{18}Ne , ^{18}F est radioactif et a une longue durée de vie, la bande est dégagée à l'issue de chaque période de décroissance de manière à évacuer l'activité associée.

Le but premier de l'expérience était de déterminer la durée de vie de ^{18}Ne à partir du rayonnement γ émis dans sa décroissance. L'utilisation de SCEPTAR pour déterminer la durée de vie du noyau a fait l'objet d'un test en parallèle lors duquel seulement 2 des 20 détecteurs plastiques qui composent SCEPTAR ont été exploités (SCEPTAR dans son ensemble a été utilisé par la suite pour mesurer le temps de vie de ^{19}Ne [42] avec une précision de 0,04 %.) Les deux détecteurs qui ont été choisis pour la mesure de la durée de vie de ^{18}Ne sont placés de manière différente par rapport au point d'implantation du faisceau. Pour chaque détecteur, deux valeurs de temps mort fixe de l'électronique (DT_1 et DT_2) de 3,030 et 4,001 μs sont appliquées. Le seuil du discriminateur utilisé pour générer les signaux logiques associés à la détection d'un événement de décroissance β a été périodiquement modifié. On distingue ainsi trois lots des données : les données prises avec un seuil bas, un seuil moyen et un seuil haut.

Le principal problème qui peut se poser lors de la mesure du temps de vie de ^{18}Ne est lié à ses propriétés chimiques. Comme c'est un gaz noble, il peut à température ambiante diffuser hors de la bande de collection de l'activité lors de la mesure. Cela dépend de l'épaisseur et de l'homogénéité du dépôt d'aluminium. La bande de mylar utilisée lors de cette expérience a été testée lors de plusieurs expériences précédentes [38, 42, 37, 43] qui avaient également pour but de mesurer le temps de vie de ^{18}Ne . Les résultats obtenus indiquent l'absence de toute diffusion des ions de ^{18}Ne implantés. Un paragraphe est consacré à cette problématique de la diffusion de l'activité implantée dans le dernier chapitre.

2.2 Analyse des données expérimentales

Ce paragraphe est consacré à la description du protocole d'analyse des données issues de l'expérience. Il traite particulièrement la sélection des cycles de mesure, la correction en temps mort des données, la quantification de la contamination possible du faisceau et l'ajustement des données de décroissance β .

2.2.1 Cycles de mesure de la décroissance

Avec les spectres en énergie, les spectres en temps constituent le deuxième type d'information accessible à partir des données enregistrées dans une expérience typique de mesure de précision. Un spectre en temps donne le nombre de décroissances enregistrées tout le long d'une mesure. Ces mesures sont cycliques, chaque cycle de mesure étant caractérisé par quatre phases successives :

- Une phase de mesure du bruit de fond : elle dure 5 s, pendant lesquelles on mesure l'activité sans faisceau.
- Une phase de collection : c'est la phase d'accumulation de l'activité sur la bande d'implantation pendant un temps t_{col} qui varie entre 2,5 et 5,0 s (1,5 à 3,0 durées de vie de ^{18}Ne).

- Une phase de décroissance : pendant cette phase sans faisceau, on mesure la décroissance de l'activité collectée pendant un temps t_{dec} de 40 s (plus de 20 durées de vie de ^{18}Ne).
- Une phase d'évacuation de l'activité résiduelle en déroulant la bande d'implantation.

Au cours de cette analyse, la procédure suivie afin de déterminer la durée de vie de ^{18}Ne est basée sur la détection des particules β émises suite à la désintégration de ce noyau. Le principe de la mesure consiste à enregistrer le nombre d'événements de décroissance pendant un cycle de mesure. La distribution en temps ainsi obtenue est alors analysée dans le but d'extraire la durée de vie recherchée.

La figure 2.2 présente le nombre typique de décroissances β enregistrées au cours du temps lors d'une mesure représentative réalisée avec un seul détecteur plastique. Une mesure est

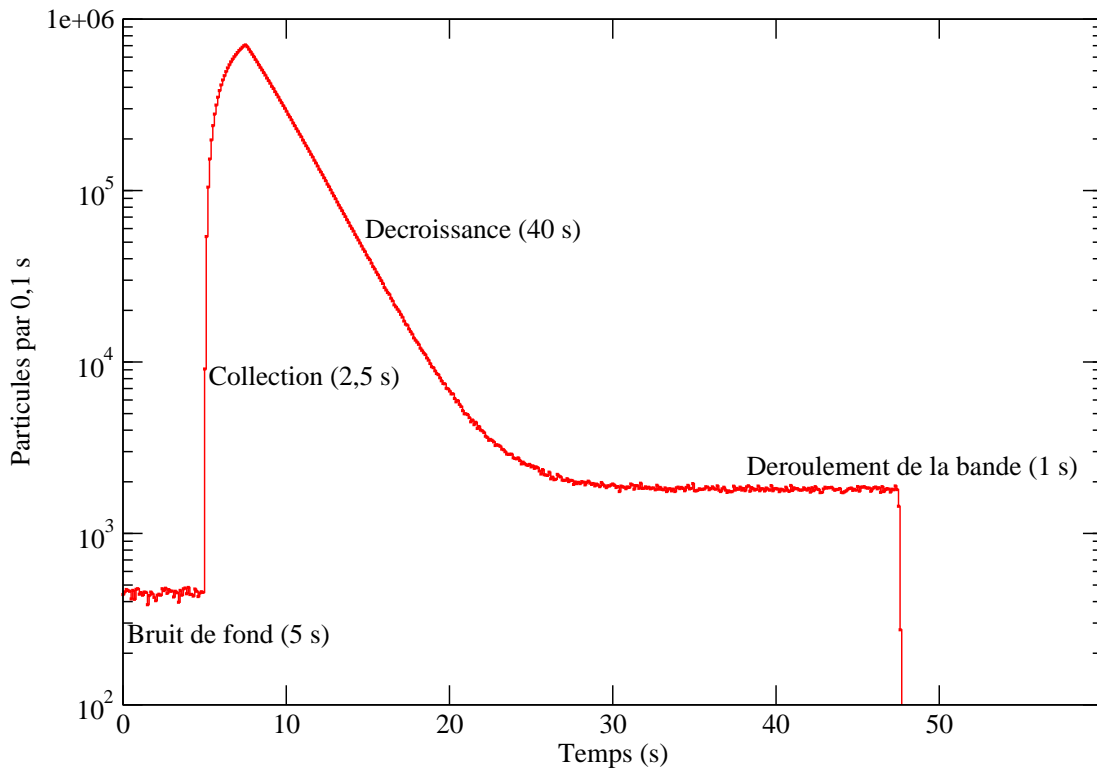


FIG. 2.2 – Nombre de particules β enregistré à chaque instant t d'une mesure. Chaque cycle se compose de 5 secondes de mesure du bruit de fond, 2,5 secondes de mesure de l'activité au cours de la collection du faisceau, 40 secondes de mesure de la décroissance de l'activité collectée et 1 seconde pendant laquelle de la bande est déplacée.

constituée d'une centaine de cycles. Au total, 53 mesures ont été effectuées sur une durée de 3 jours, avec des conditions expérimentales différentes pour chaque mesure de manière à vérifier que les résultats obtenus ne dépendent pas des conditions expérimentales.

Le tableau 2.1 détaille les caractéristiques et les conditions expérimentales associées à la réalisation des 53 mesures : deux durées de collection de l'activité (t_{col}) de 2,5 et 5,0 s, deux valeurs de temps mort fixe de l'électronique (DT_1 et DT_2) pour chacun des deux détecteurs et différents seuils de discriminateur : un seuil bas, un seuil moyen et un seuil

haut. L'intensité moyenne du faisceau pendant les 37 premières mesures réalisées avec un temps de collection de 5,0 s est de 8×10^5 ions/s. Une intervention sur la source d'ions a permis d'améliorer la qualité du faisceau ainsi que son intensité qui est passée à 2×10^6 ions/s pour les dernières mesures réalisées avec le temps de collection de 2,5 s. Au final, les 53 mesures réalisées se répartissent en 4 ensembles associés à des conditions expérimentales différentes.

Mesures	Cycles	Cycles conservés	t_{col} (s)	DT_1 (μ s)	DT_2 (μ s)	Seuil discriminateur
1	63	21	5,0	3,030	4,001	moyen
2	63	18	5,0	3,030	4,001	moyen
3	60	20	5,0	3,030	4,001	moyen
4	63	18	5,0	3,030	4,001	moyen
5	36	11	5,0	4,001	3,030	moyen
6	63	18	5,0	4,001	3,030	moyen
7	65	19	5,0	4,001	3,030	moyen
8	59	15	5,0	4,001	3,030	moyen
9	62	17	5,0	4,001	3,030	moyen
10	62	20	5,0	4,001	3,030	moyen
11	63	18	5,0	4,001	3,030	moyen
12	70	21	5,0	4,001	3,030	moyen
13	73	23	5,0	3,030	4,001	bas
14	71	22	5,0	3,030	4,001	bas
15	71	23	5,0	3,030	4,001	bas
16	72	22	5,0	3,030	4,001	bas
17	25	7	5,0	3,030	4,001	bas
18	49	13	5,0	3,030	4,001	bas
19	71	23	5,0	3,030	4,001	bas
20	26	6	5,0	3,030	4,001	bas
21	35	10	5,0	3,030	4,001	bas
22	17	5	5,0	3,030	4,001	bas
23	72	20	5,0	3,030	4,001	bas
24	71	19	5,0	3,030	4,001	bas
25	74	19	5,0	3,030	4,001	bas
26	71	21	5,0	3,030	4,001	haut
27	82	24	5,0	3,030	4,001	haut
28	73	24	5,0	3,030	4,001	haut
29	80	21	5,0	3,030	4,001	haut
30	71	21	5,0	3,030	4,001	haut
31	71	24	5,0	3,030	4,001	haut
32	83	17	5,0	3,030	4,001	haut
33	28	8	5,0	3,030	4,001	haut
34	16	4	5,0	3,030	4,001	haut
35	30	9	5,0	3,030	4,001	haut
36	71	20	5,0	3,030	4,001	haut
37	38	11	5,0	3,030	4,001	haut
38	77	75	2,5	3,030	4,001	moyen

Mesures	Cycles	Cycles conservés	t_{col} (s)	DT_1 (μ s)	DT_2 (μ s)	Seuil discriminateur
39	78	76	2,5	3,030	4,001	moyen
40	40	39	2,5	3,030	4,001	moyen
41	48	47	2,5	3,030	4,001	moyen
42	75	74	2,5	3,030	4,001	moyen
43	75	74	2,5	3,030	4,001	moyen
44	75	74	2,5	3,030	4,001	moyen
45	75	74	2,5	3,030	4,001	moyen
46	42	37	2,5	3,030	4,001	moyen
47	15	11	2,5	3,030	4,001	moyen
48	25	24	2,5	3,030	4,001	moyen
49	78	73	2,5	3,030	4,001	moyen
50	75	74	2,5	3,030	4,001	moyen
51	31	28	2,5	3,030	4,001	moyen
52	42	35	2,5	3,030	4,001	moyen
53	113	107	2,5	3,030	4,001	moyen

TAB. 2.1: Le tableau détaille les caractéristiques et les conditions expérimentales associées à la réalisation des 53 mesures indépendantes de la durée de vie de ^{18}Ne , le nombre total de cycles effectués et le nombre de cycles conservés.

2.2.2 Tri des données

La première étape dans l'analyse des mesures de la décroissance radioactive de ^{18}Ne est la sélection des cycles. Il est en effet possible que l'intensité du faisceau varie au cours d'une mesure. Dans ce cas, le nombre de particules β détectées est plus faible. Les faibles changements d'intensité sont acceptables. En revanche, les cycles pendant lesquels le faisceau a été coupé sont éliminés, et ceux qui présentent un changement important d'intensité sont vérifiés.

Pour les 37 premières mesures, seulement ≈ 30 % des cycles ont pu être exploités du fait d'un mauvais réglage de la gamme des échelles de comptage. On s'est assuré de la fiabilité des données restantes en examinant les cycles un par un. Certains de ces cycles ont été éliminés car ils présentaient une statistique trop faible : à faible taux de comptage, le rapport signal/bruit est faible également et l'ajustement de la courbe de décroissance est alors dominé par le bruit de fond qui peut ne pas être constant. Dans ce cas là, la valeur de la durée de vie obtenue n'est pas correcte. Les cycles qui présentent une hausse brutale du taux de comptage par rapport aux autres cycles de même la mesure sont aussi vérifiés, et éliminés dans le cas où l'ajustement de la courbe de décroissance est mauvais. Avec l'amélioration de la qualité du faisceau, pour les 16 dernières mesures, la réjection des cycles ne dépasse pas 4 % des données pour chaque mesure.

Le figure 2.3 montre le nombre total d'événements de décroissance β observé pour chaque

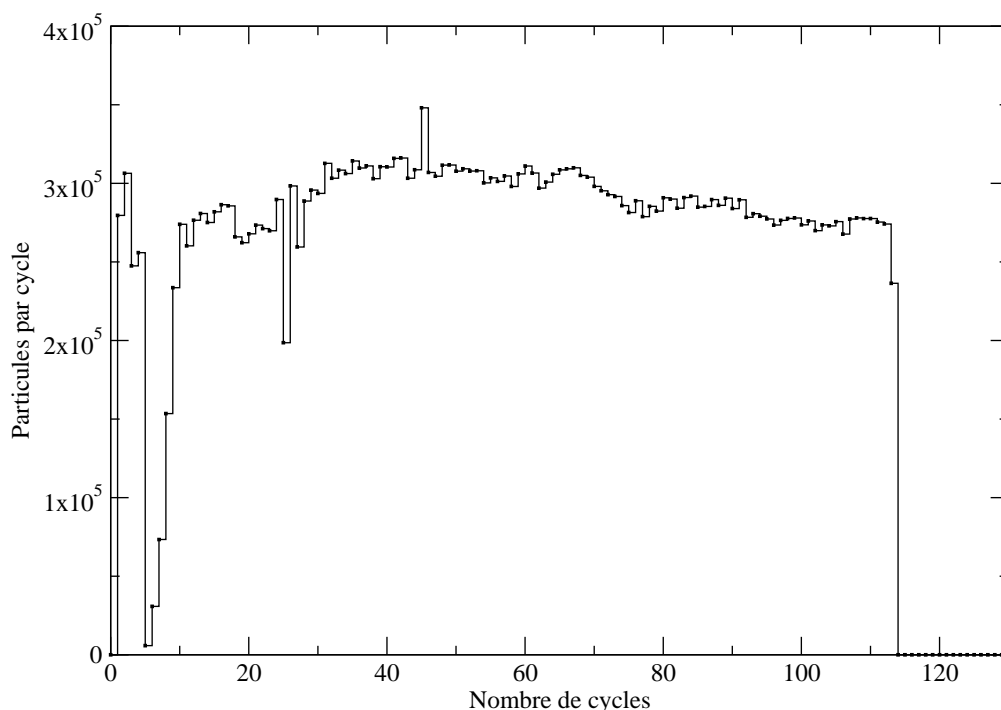


FIG. 2.3 – Nombre total d'évènements β dans chaque cycle d'une mesure représentative effectuée à la fin de l'expérience.

cycle d'une mesure représentative effectuée à la fin de l'expérience. Le dernier cycle de chaque mesure est toujours arrêté avant sa fin pour démarrer une nouvelle mesure dans de bonnes conditions, voir la figure 2.4. Pour cette raison, on a systématiquement éliminé le dernier cycle de chaque mesure du jeu de données analysé.

Après avoir trié les données cycle par cycle, on obtient finalement 1554 bons cycles sur 3134 pour chaque détecteur et pour 25 heures de collecte des données. Le nombre de cycles conservés pour chaque mesure est présenté dans la deuxième colonne du tableau 2.1.

Une fois les cycles triés, les bons cycles sont corrigés en temps mort avant d'extraire le temps de vie de ^{18}Ne .

2.2.3 Correction de temps mort

Chacun des 20 détecteurs plastique enregistre les événements de décroissance β de façon individuelle. Comme tous les systèmes de détection, après chaque événement détecté, le dispositif devient aveugle pendant un certain temps au cours duquel il ne peut détecter aucune particule. La durée de ce temps mort dépend de l'électronique et elle peut varier également d'un détecteur à un autre et même d'un événement à un autre.

Dans cette expérience la durée de la phase de temps mort de l'acquisition est prédéfinie. Cela est fait à l'aide d'un module LeCroy N222 qui génère une porte de largeur fixe qui permet de bloquer ainsi l'acquisition des données pendant une durée déterminée. Ce temps mort doit être plus grand que le temps de traitement d'un événement que ce soit

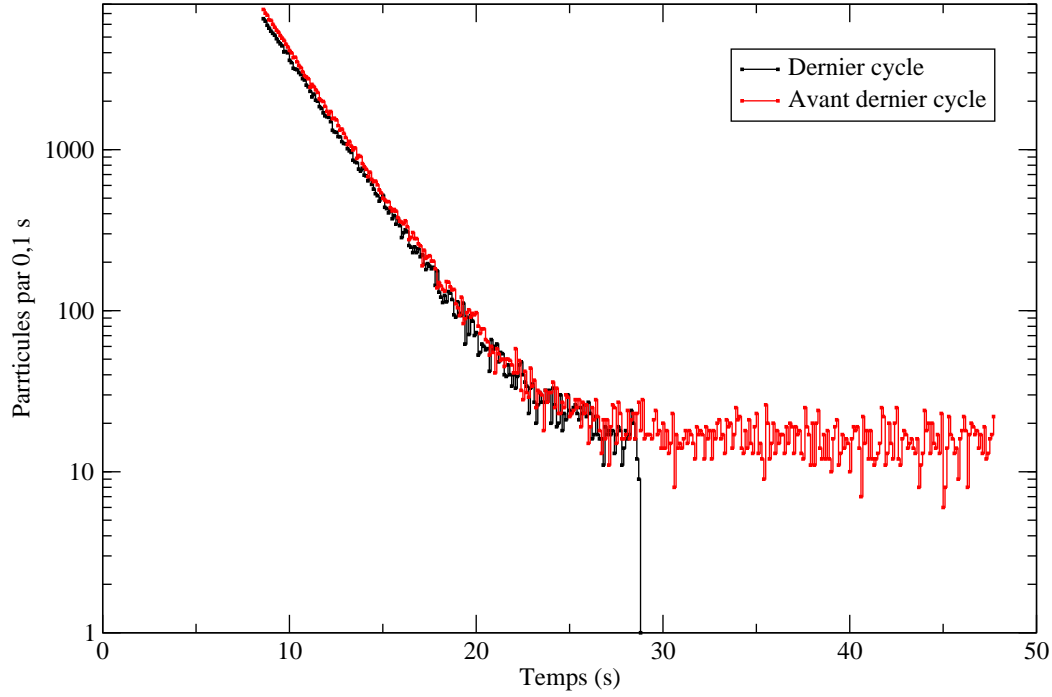


FIG. 2.4 – Nombre d'évènements enregistrés lors des deux derniers cycles d'une mesure donnée. L'avant dernier cycle de la mesure est représenté en rouge et le dernier cycle en noir : ce dernier est toujours interrompu avant la fin et n'est donc jamais pris en compte dans l'analyse des données.

par l'électronique ou par l'acquisition (numérisation et codage). Le temps mort est par ailleurs le même pour tous les événements. On parle de mode d'acquisition des données « à temps mort fixe ».

Comme l'indique le tableau 2.1, les valeurs du temps mort fixe utilisées pour chaque détecteur sont 3,030 et 4,001 μs . L'utilisation de deux valeurs différentes de temps mort fixe permet de tester la fiabilité de la procédure qui permet de corriger le taux d'événements de décroissance du temps mort fixé. A l'aide de ce temps mort nominal, nous pouvons alors corriger le nombre de coups enregistré dans un intervalle de temps donné par un facteur permettant de retrouver le nombre d'événements qui aurait dû être réellement enregistré pendant ce laps de temps. Le nombre d'événements corrigé du temps mort est donné par la formule 2.1 [44] :

$$y_i = \frac{n_i}{1 - n_i \left(\frac{DT}{t_b} \right)} \quad (2.1)$$

où n_i est le nombre d'événements enregistré pendant l'intervalle de temps de comptage t_b et DT est le temps mort fixe de l'acquisition. Lors de l'expérience, chaque cycle de mesure était composé d'un nombre donné d'intervalles fixes de temps de comptage de 0,1 s. Cette valeur correspond en quelque sorte à la fréquence de l'échantillonnage du comptage du nombre de décroissances β effectué par les détecteurs plastique.

Afin d'estimer avec précision le temps mort réel de l'acquisition, la méthode de Baerg [45] a été utilisée lors de mesures dédiées. Une mesure a d'abord été effectuée avec seulement une source radioactive placée devant le détecteur et déclenchant l'acquisition. Après 10 minutes, des impulsions électriques, délivrées par un générateur à une fréquence fixe, ont également été envoyées à l'acquisition. Les signaux sont simultanément envoyés vers une échelle de comptage qui comptabilise le nombre de coups émis directement par le générateur « n_p ».

Cette procédure a été répétée plusieurs fois lors d'une même mesure. Plusieurs mesures ont été effectuées avec des sources d'activité différentes et à des fréquences d'impulsion variables. On a ainsi pu déterminer les nombres de particules détectées quand on a seulement la source radioactive « n_s » et le nombre de déclenchements de l'acquisition des données avec la source et le générateur d'impulsions « n_{s+p} ». La figure 2.5 montre les taux de comptage ainsi obtenus lors d'une des mesures.

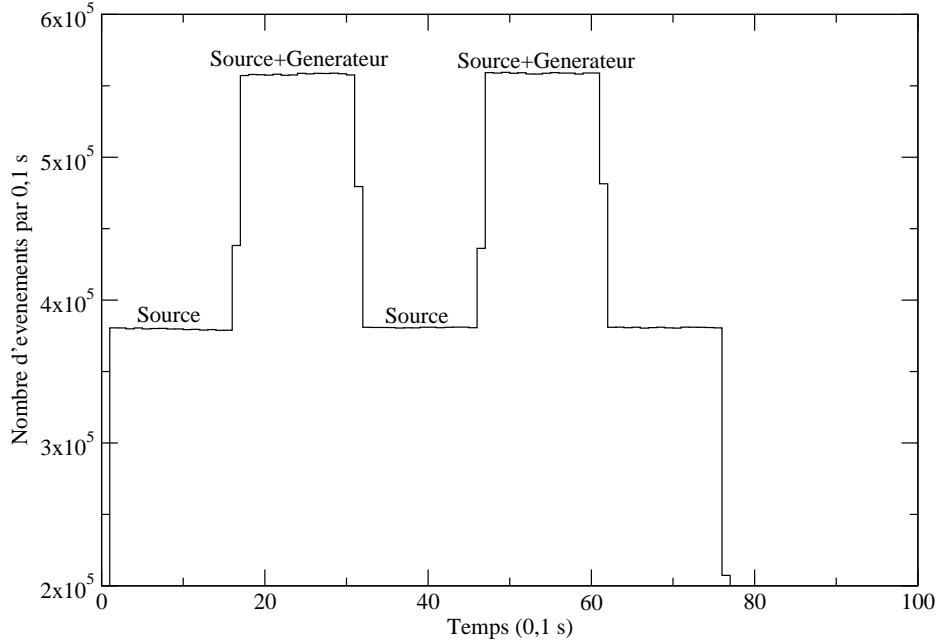


FIG. 2.5 – Nombre d'événements enregistrés avec une source radioactive puis avec une source et un générateur d'impulsions au cours d'une mesure du temps mort fixe de l'acquisition.

Le temps mort est donné par [45] :

$$DT = \frac{1}{n_s} \left(1 - \sqrt{\frac{n_{s+p} - n_s}{n_p}} \right) \quad (2.2)$$

Avec une incertitude associée :

$$\Delta_{DT} = \frac{1}{2n_s n_p B} \sqrt{[2n_p B(B-1) + n_s]^2 \Delta_s^2 + n_s^2 \Delta_{s+p}^2} \quad (2.3)$$

où

$$B = \sqrt{\frac{n_{s+p} - n_s}{n_p}} \quad (2.4)$$

Les paramètres Δ_s et Δ_{s+p} sont les incertitudes statistiques associées à n_s et n_{s+p} . En utilisant les données des différents mesures on a obtenu en moyenne $DT_1 = 3,030(7) \mu s$ et $DT_2 = 4,001(8) \mu s$ pour les deux détecteurs utilisés, ce qui est cohérent avec les temps morts mesurés à l'oscilloscope pendant l'expérience : $DT_1 = 3,036 \mu s$ et $DT_2 = 4,016 \mu s$. Le spectre en temps obtenu en corrigeant du temps mort fixe de l'acquisition le nombre de coups n_i enregistrés par unité de temps (y_i , formule 2.1) correspond à l'activité réelle de l'échantillon radioactif collecté à l'efficacité de détection près.

La figure 2.6 montre l'importance de la correction de temps mort. Pour cette mesure représentative, la correction est de l'ordre de 15 % pour le premier intervalle de temps de 0,1 seconde de la phase de décroissance. La correction du temps mort a un impact d'autant plus grand sur la précision de la mesure du temps de vie de ^{18}Ne que le taux de comptage est important.

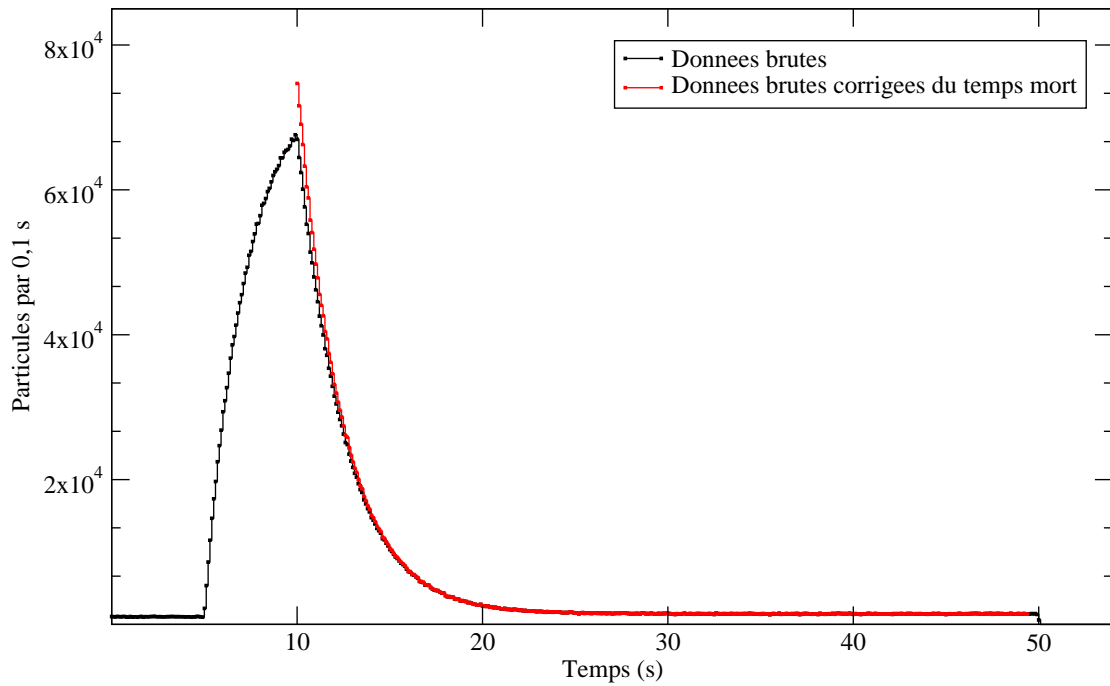


FIG. 2.6 – Nombre de particules β détectées au cours d'une mesure de la décroissance de ^{18}Ne . Les données brutes issues d'un des détecteurs plastique sont représentées en noir. La courbe en rouge correspond au nombre de désintégrations observées corrigé du temps mort de l'acquisition. La correction est de l'ordre de 15 % pendant le premier intervalle de 0,1 seconde de la phase de désintégration (à $t = 10$ s dans cet exemple).

Une fois la correction de temps mort appliquée à tous les cycles, ils peuvent être ajustés individuellement ou sommés mesure par mesure. Les deux procédures d'ajustement associées (cycles individuels et ensemble des cycles d'une mesure) sont détaillées par

la suite. La définition de l'équation d'ajustement qu'on va utiliser impose tout d'abord une évaluation de la contamination éventuelle du faisceau de ^{18}Ne . Cette évaluation est détaillée dans le paragraphe suivant.

2.2.4 Évaluation de la contamination du faisceau

Comme mentionné au début du chapitre, le faisceau d'ions de ^{18}Ne peut contenir en plus du ^{18}Ne , du ^{18}F , et du ^{17}F sous forme moléculaire. Pour évaluer le niveau potentiel d'une contamination en ^{18}F et en ^{17}F sept mesures de 171 s chacune ont été réalisées avec des cycles de 10 s de mesure de bruit de fond, 120 s d'implantation du faisceau (~ 72 fois le temps de vie de ^{18}Ne et ~ 2 fois celui de ^{17}F), 40 s de décroissance et 1 s de déroulement de la bande.

Les données analysées lors de ces mesures plus longues sont issues des détecteurs de rayonnement γ entourant SCEPTAR. La figure 2.7 présente le spectre des raies γ enregistré lors d'une mesure. Pour ces données, on est intéressé par la totalité du cycle : le bruit de

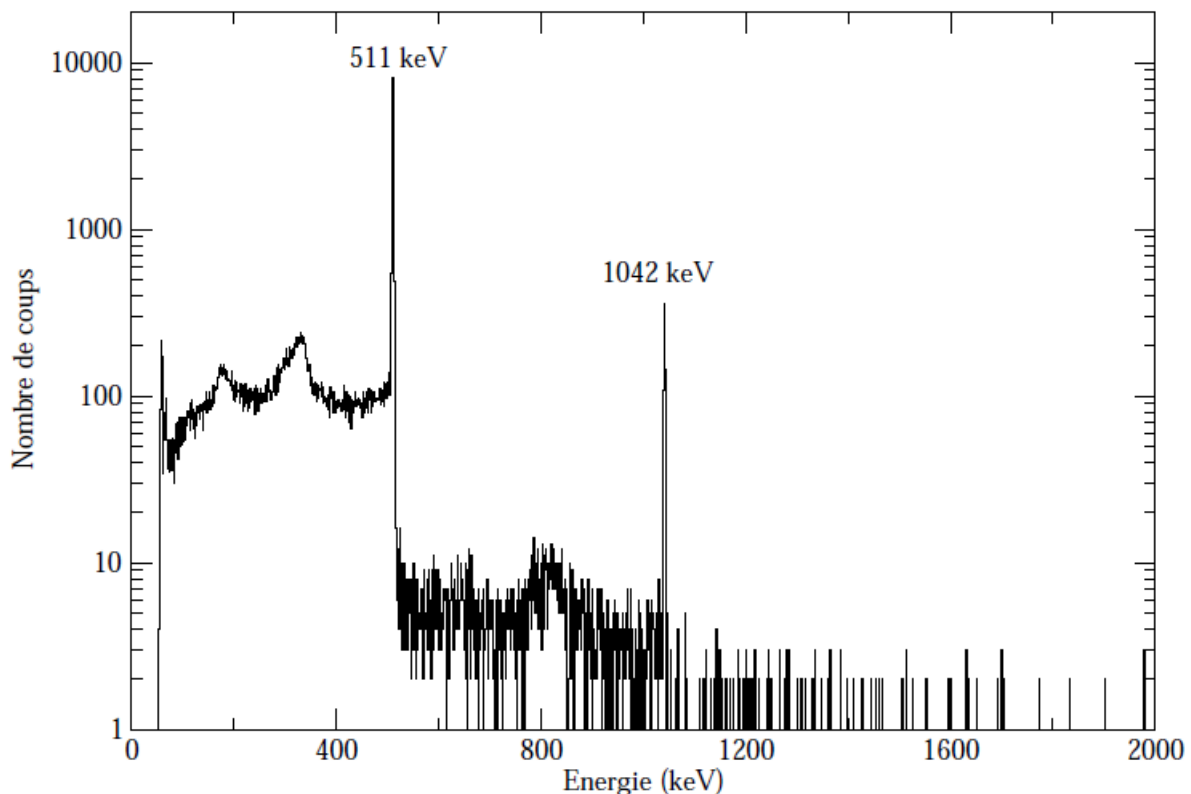


FIG. 2.7 – Spectre des raies γ enregistré avec un détecteur du dispositif 8π lors d'une mesure longue de l'activité γ . On distingue clairement les deux raies γ principales attendues dans la décroissance de ^{18}Ne : la raie à 511 keV associée à l'annihilation des positrons émis, ainsi que la raie à 1042 keV consécutive de la transition ($0^+ \rightarrow 0^+$) super-permise.

fond, la phase d'implantation et la phase de décroissance. Pour cette raison la procédure de tri des cycles intègre, en plus de l'élimination des cycles qui présentent une trop faible

statistique pendant la phase de décroissance, l'élimination des cycles qui présente des chutes d'intensité dans la phase d'implantation aussi. Pour la plupart des cycles longs, comme dans le cas du cycle présenté dans la figure 2.8, il était difficile de maintenir une intensité constante tout au long de la période d'implantation (120 s). Ces cycles ont été éliminés. On a vérifié également le bruit de fond pour s'assurer que l'activité a bien été

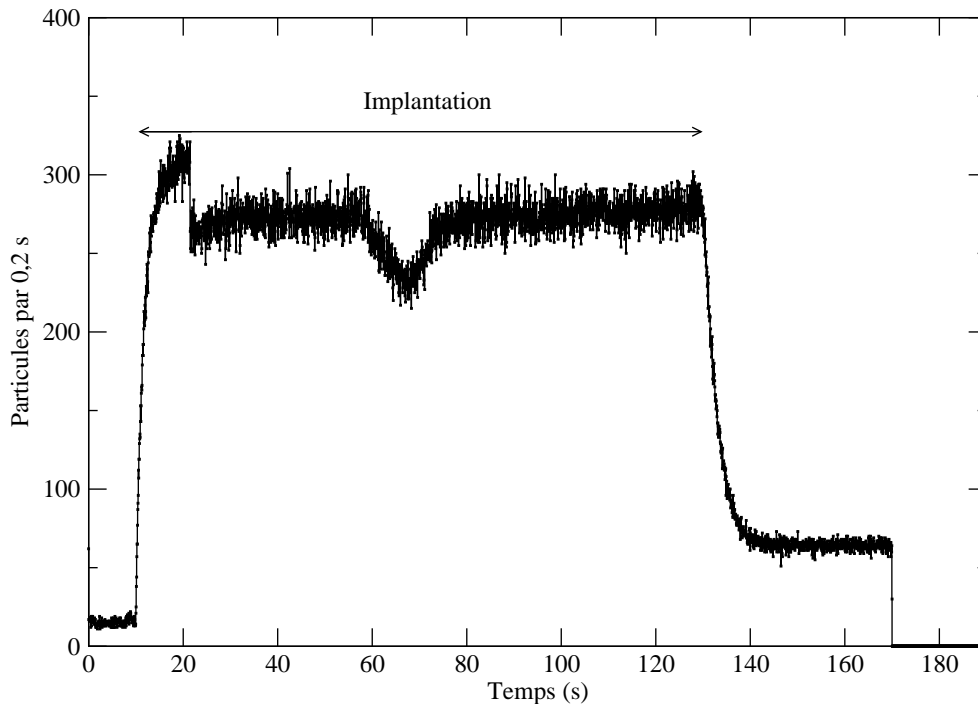


FIG. 2.8 – Activité γ associée à la décroissance de ^{18}Ne pour la totalité d'un « mauvais » cycle long. La phase d'implantation de ce cycle présente plusieurs chutes d'intensité.

dégagée et qu'elle ne s'accumule pas d'un cycle à un autre. Au final seulement 26 cycles sur 154 ont été considérés.

Contrairement à la méthode décrite dans le paragraphe précédent, le temps mort n'était pas fixé au moment de la prise de données, on l'a calculé événement par événement en se basant sur les données d'une échelle de comptage.

L'analyse des données γ oblige en plus de la correction de temps mort à tenir compte aussi d'une correction d'empilement d'événements. Cette correction est détaillée dans le chapitre suivant.

Le temps mort et le taux d'empilement dépendent du taux de comptage. Au début de la période de décroissance, les corrections en temps mort et en empilement sont respectivement de l'ordre de 40 % et 6 %.

Une fois les données corrigées, on opère un ajustement de la distribution donnant l'évolution du nombre d'événements détectés au cours du temps, cycle par cycle : le bruit de fond, la phase de collection et la phase de décroissance sont ajustés, pour extraire la quantité de ^{18}F existant dans le faisceau et vérifier la présence de ^{17}F .

Comme le ^{18}Ne , le ^{18}F et le ^{17}F sont des émetteurs β^+ dont la désintégration s'accompagne

de l'émission de rayonnement γ à 511 keV. En revanche, ils n'y a pas d'autre raie γ caractérisant leur désintégration. C'est donc à cette raie qu'on va s'intéresser pour procéder à l'ajustement de l'activité tout au long d'un cycle, voir la figure 2.9. Néanmoins un ajustement de l'activité des raies γ à 1042 keV peut nous servir à vérifier les corrections en temps mort et en empilement [37].

Dans un premier temps, on s'intéresse seulement à l'intensité de la contamination éventuelle

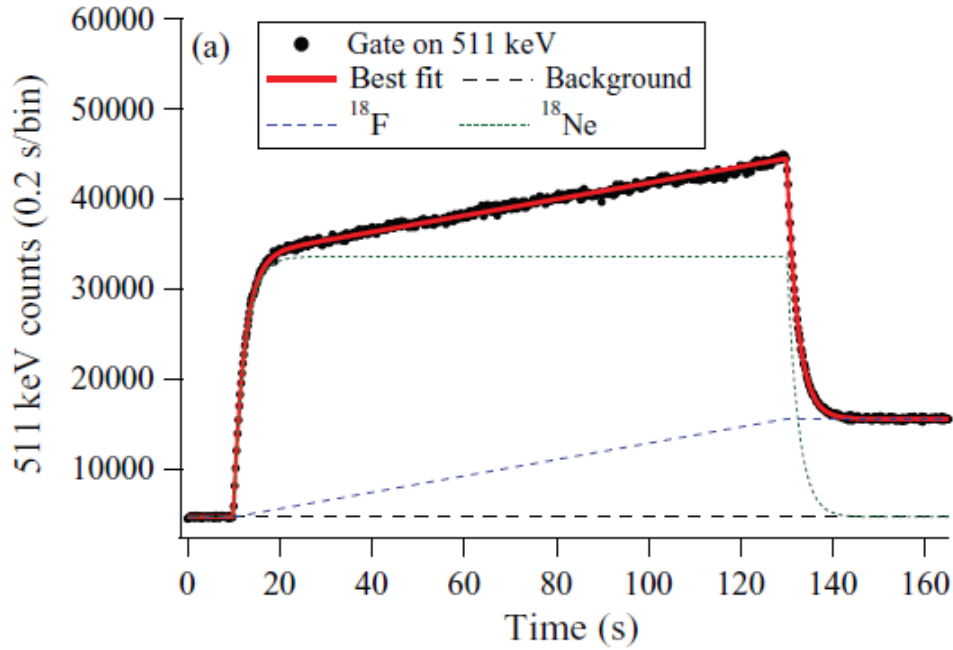


FIG. 2.9 – Le nombre de coups observé à 511 keV pendant l'intégralité d'un cycle de mesure représentatif, corrigé du temps mort et de l'empilement. La courbe rouge correspond à l'ajustement des données, obtenu comme la somme d'une contribution constante du bruit de fond, de la contribution de ^{18}Ne et celle de ^{18}F issue directement du faisceau et de la décroissance de ^{18}Ne . Cette figure est tirée de la référence [37].

en ^{18}F , celle en ^{17}F étant fixée à 0 dans l'ajustement. Les temps de vie de ^{18}F et ^{17}F sont fixés à leurs valeurs nominales de 109,7 minutes et 64,49 s [37] respectivement. Les seuls paramètres libres lors de l'ajustement sont les intensités de ^{18}Ne et de ^{18}F provenant du faisceau. Comme l'activité en ^{18}Ne arrive rapidement à saturation, le nombre de raies γ à 511 keV associé à sa décroissance est constant pendant la plus grande partie de la phase de collection. En revanche, le ^{18}F provenant à la fois du faisceau et de la désintégration de ^{18}Ne ayant une durée de vie plus longue que la durée de la phase de collection, son activité continue d'augmenter pendant toute la phase de collection. La figure 2.9 montre clairement la différence d'évolution du nombre de coups détectés à 511 keV en fonction du temps, respectivement associés à la décroissance de ^{18}Ne (allure constante) et de ^{18}F (croissance monotone sur la durée de la phase de collection). On peut finalement déterminer la quantité de ^{18}F provenant du faisceau : elle est donnée par le meilleur ajustement qui correspond au χ^2 réduit le plus faible. Ces analyses sont détaillées dans la référence [37].

D'après cet article, l'intensité de ^{18}F dans le faisceau est au plus $2,5 \times 10^7$ ions/s lors des 37 premières mesures réalisées au cours de l'expérience, soit trente fois plus que l'intensité de ^{18}Ne . Cependant, compte tenu de la très longue durée de vie de ^{18}F par rapport à ^{18}Ne , c'est la décroissance de ce dernier qui domine largement l'activité mesurée pendant l'expérience.

On procède de la même façon pour quantifier le ^{17}F contaminant éventuellement le faisceau. L'ajustement de la totalité des mesures donne une valeur négative de l'intensité de ^{17}F de $(-1,1 \pm 0,5) \times 10^4$ ions/s [37], ce qui indique son absence dans le faisceau. Ce résultat est attendu car la source d'ions utilisée pour cette expérience est de type FEBIAD. La haute température qui règne dans une telle source est suffisante pour casser la liaison hydrogène-fluor ce qui se traduit par la faible probabilité de trouver le ^{17}F sous forme moléculaire à la sortie de l'ensemble cible-source. Néanmoins, par mesure de sécurité, la valeur trouvée a été utilisée pour définir une limite maximale de l'intensité de ^{17}F qu'on peut avoir dans le faisceau : elle est estimée au plus à $3,8 \times 10^3$ ions/s [37].

2.3 Fonction d'ajustement de la courbe de décroissance de l'activité β de ^{18}Ne

Le temps de vie de ^{18}Ne est déduit de l'évolution au cours du temps de l'activité de l'échantillon collecté au centre de l'ensemble SCEPTAR. Cette activité $A(t)$ vaut :

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (2.5)$$

Avec

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (2.6)$$

Et

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \quad (2.7)$$

où N est le nombre de noyaux à l'instant t , N_0 le nombre initial des noyaux au début de la phase de décroissance de l'activité et λ la constante de la décroissance radioactive.

En pratique le temps de vie de ^{18}Ne est déduit de l'ajustement de la distribution en temps du nombre de particules β détectées par les scintillateurs plastiques à l'aide d'une fonction comprenant trois exponentielles décroissantes et un terme constant [46].

$$Y_{fit} = \int_{t_i}^{t_f} a_1 e^{\left(\frac{-\ln(2)t}{a_2}\right)} + a_1 \left[e^{\left(\frac{-\ln(2)t}{a_2}\right)} - e^{\left(\frac{-\ln(2)t}{a_3}\right)} \right] \frac{a_2}{a_2 - a_3} + a_4 dt \quad (2.8)$$

Le premier terme correspond à la décroissance de ^{18}Ne . Le deuxième terme présente la décroissance de ^{18}F provenant de celle de ^{18}Ne et la dernière composante présente le bruit de fond qui inclut aussi l'activité du ^{18}F provenant du faisceau. En effet, la durée de vie de ^{18}F est ~ 4000 fois plus grande que celle de ^{18}Ne de sorte que l'activité associée au ^{18}F contenu dans le faisceau peut être considérée comme constante au cours d'un cycle de mesure.

Les paramètres de l'ajustement sont :

- a_1 , l'intensité initiale de ^{18}Ne .

- a_2 , le temps de vie de ^{18}Ne .
- a_3 , le temps de vie de ^{18}F , fixé à 109,77 minutes.
- a_4 , l'intensité de bruit de fond qui inclut la décroissance de ^{18}F contaminant le faisceau.
- t_i et t_f , le temps initial et final de la phase de décroissance de l'activité.

La procédure d'ajustement est basée sur le principe de minimisation au sens des moindres carrés du paramètre χ^2 normalisé obtenu lors de l'ajustement de la courbe de décroissance [47]. La figure 2.10 présente l'activité enregistrée pour une mesure représentative et l'ajustement effectué à l'aide de la fonction 2.8. Le χ^2 normalisé obtenu ($\chi^2/\nu = 1,2$) montre que la fonction est bien adaptée, ce qui est confirmé par la distribution homogène des résidus dont l'amplitude est très faible.

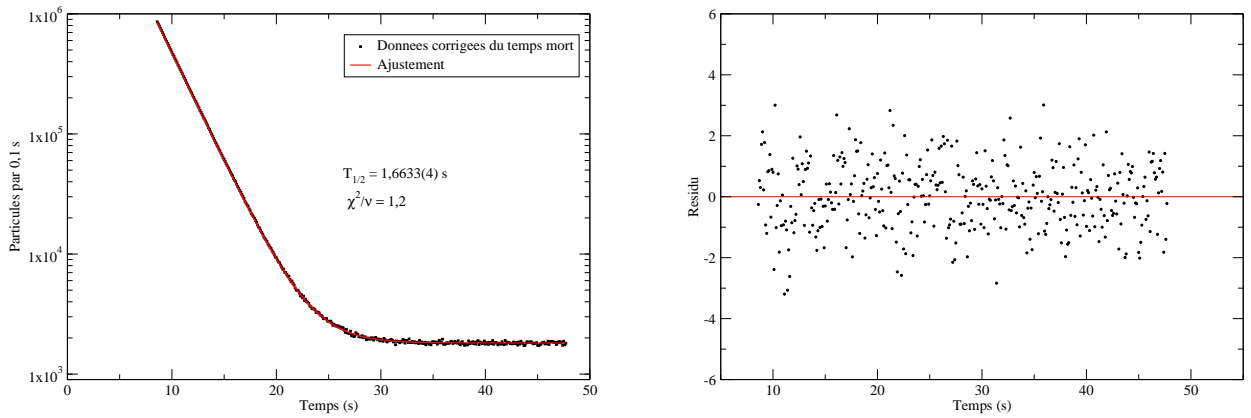


FIG. 2.10 – La figure à gauche présente l'ajustement d'une mesure représentative en utilisant l'équation 2.8 pour extraire le temps de vie de ^{18}Ne . Celle de droite présente le résidu obtenu lors de l'ajustement, c'est-à-dire la différence entre l'ajustement et les données ajustées.

Pour vérifier que l'approximation d'une activité constante au cours du temps du ^{18}F contaminant le faisceau est correcte, on a généré à l'aide de simulations Monte-Carlo des courbes de décroissances de ^{18}Ne en considérant différentes contributions de ^{18}F . L'intensité de ^{18}Ne prise en compte est la même que dans les dernières mesures de l'expérience (2×10^6 ions/s) et celle de ^{18}F varie de 0 à 10^9 ions/s. Le résultat est montré dans la figure 2.11.

Ces courbes ont ensuite été ajustées avec la fonction définie par l'équation 2.8 en laissant libre le paramètre a_4 . Comme l'indique la figure 2.12, les différents ajustements donnent la même valeur de temps de vie pour le ^{18}Ne pour des intensités de ^{18}F comprises entre 0 et $2,5 \times 10^7$ ions/s, c'est-à-dire la valeur maximale de ^{18}F attendue dans le faisceau [37]. Dans les analyses qui suivent on va donc fixer l'intensité de ^{18}F provenant du faisceau à 0 tout en libérant le paramètre de bruit de fond.

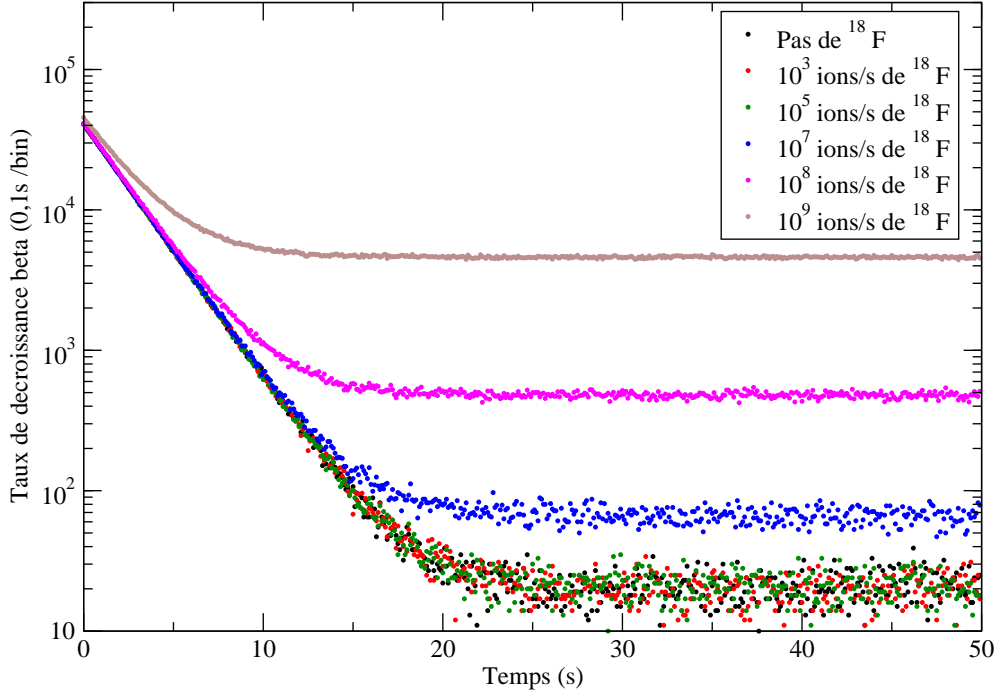


FIG. 2.11 – Simulations Monte-Carlo du taux de décroissance β attendu dans la décroissance d'un échantillon de ^{18}Ne pour des contaminations en ^{18}F de 0 à 10^9 ions/s.

2.4 Analyse cycle par cycle

L'évolution du taux de comptage β enregistré à l'aide des deux détecteurs de l'ensemble SCEPTAR a d'abord été ajustée cycle par cycle après avoir opéré la correction de temps mort. La figure 2.13 montre les valeurs de temps de vie obtenues pour chacun des 1554 cycles analysés pour le premier détecteur. Elle sont toutes compatibles entre elles, alors que comme mentionné auparavant, les données analysées ont été obtenues avec deux temps morts fixes et trois seuils différents de discriminateur. Ces différentes conditions expérimentales ne changent donc rien aux durées de vies obtenues pour chaque cycle, ce qui valide la méthode d'analyse et la correction du temps mort.

L'amélioration de la qualité du faisceau pour les 16 dernières mesures (plus de ^{18}Ne et moins de ^{18}F) se traduit par une diminution de l'incertitude sur les valeurs de temps de vie obtenues à partir de ces données. Les valeurs obtenues à partir de ces dernières données sont celles qui contribuent le plus à la valeur moyenne finale du temps de vie de ^{18}Ne .

La figure 2.14 présente la distribution du paramètre χ^2 normalisé obtenue lors de l'ajustement des cycles dont sont issues les durées de vie présentées dans la figure 2.13. La valeur de χ^2 normalisée obtenue pour la totalité des cycles est meilleure que 1,3. Elle est voisine de 1,3 pour les cycles enregistrés avec un seuil de discriminateur élevé. Comme l'indique la figure 2.13 les valeurs de temps de vie obtenues à partir de ces cycles sont néanmoins identiques à celles obtenues pour les autres cycles enregistrés avec des seuils plus faibles de discriminateur. Il n'y a donc pas de raison à priori de rejeter ces données pour lesquelles une plus grande valeur de χ^2/ν est obtenue. Elles ont donc été conservées

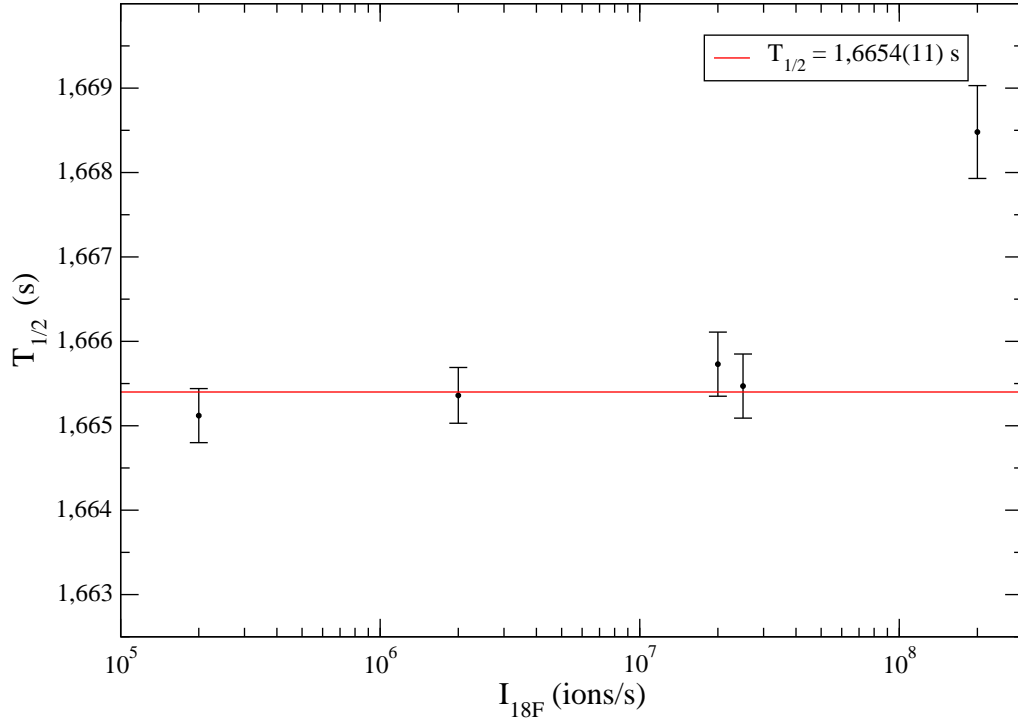


FIG. 2.12 – Temps de vie obtenus à partir des ajustements des décroissances générées à partir des simulations Monte-Carlo pour différentes intensités de contamination en ^{18}F . La ligne continue rouge représente la valeur de la durée de vie de ^{18}Ne obtenue dans la référence [37].

lors de l'analyse mesure par mesure décrite au paragraphe suivant.

2.5 Analyse mesure par mesure

Dans un deuxième temps, les cycles sélectionnés précédemment sont sommés pour obtenir le spectre en temps total correspondant à une mesure complète. Les données des 53 mesures sont alors ajustées individuellement. Ces mesures sont caractérisées par les trois seuils de discriminateur différents, les deux temps mort, et les deux intensités de faisceau (tableau 2.1).

Les 53 valeurs individuelles de la durée de vie de ^{18}Ne obtenues sont présentées dans la figure 2.15 pour les deux détecteurs. L'ajustement ne prend en compte que les paramètres de la désintégration de ^{18}Ne , de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et la constante de bruit de fond. La valeur de temps de vie déterminée à partir de chacun des deux détecteurs est la moyenne pondérée par les incertitudes statistiques des valeurs individuelles obtenues pour chaque mesure par l'ajustement de la courbe de décroissance.

On obtient ainsi une valeur moyenne $T_{1/2}^1 = 1,66315(12)_{stat}$ s pour le détecteur numéro 1 et une valeur moyenne $T_{1/2}^2 = 1,66385(11)_{stat}$ s pour le détecteur numéro 2. En examinant les données montrées dans la figure 2.15, on constate que ce sont les durées de vie indivi-

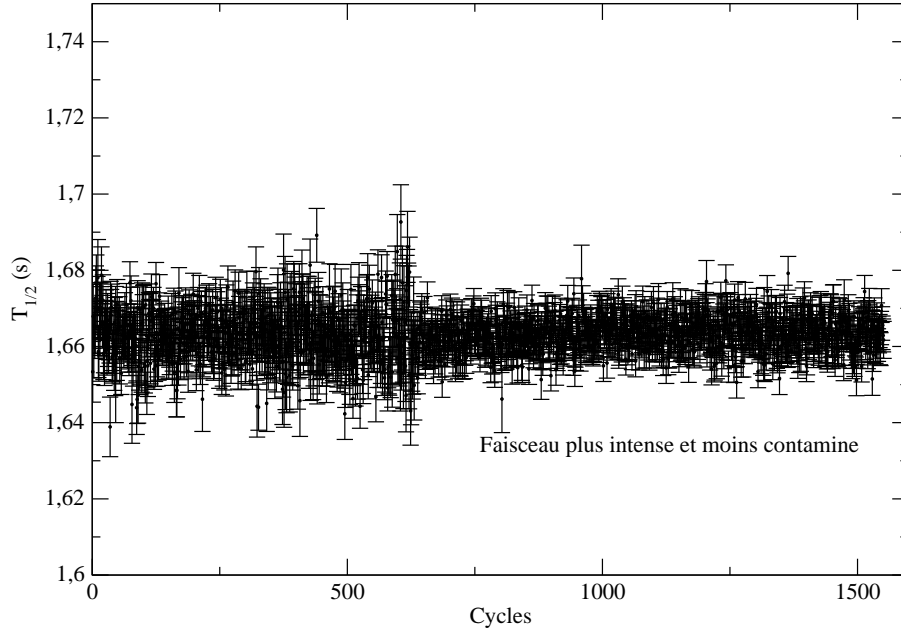


FIG. 2.13 – Valeurs de temps de vie de ^{18}Ne obtenues à partir des cycles individuels.

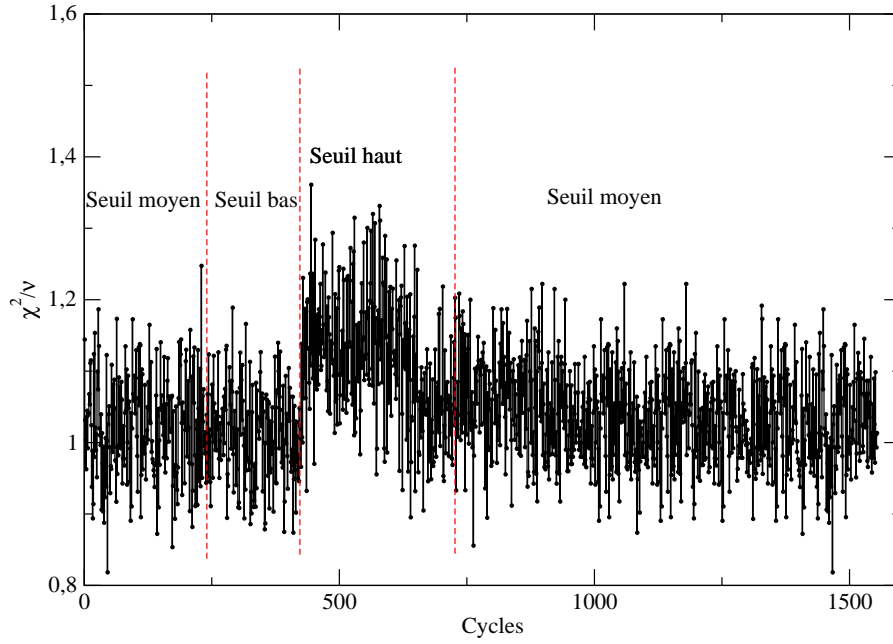


FIG. 2.14 – La distribution du paramètre χ^2 normalisé en fonction des cycles enregistrés avec le premier détecteur pour les trois seuils de discriminateur (bas, moyen et haut).

duelles issues des mesures pour lesquelles on avait une faible activité initiale (37 premières mesures) qui s'écartent le plus de la valeur moyenne obtenue pour chaque détecteur. Globalement, les valeurs individuelles du temps de vie correspondant aux différentes condi-

tions expérimentales sont en accord les unes avec les autres.

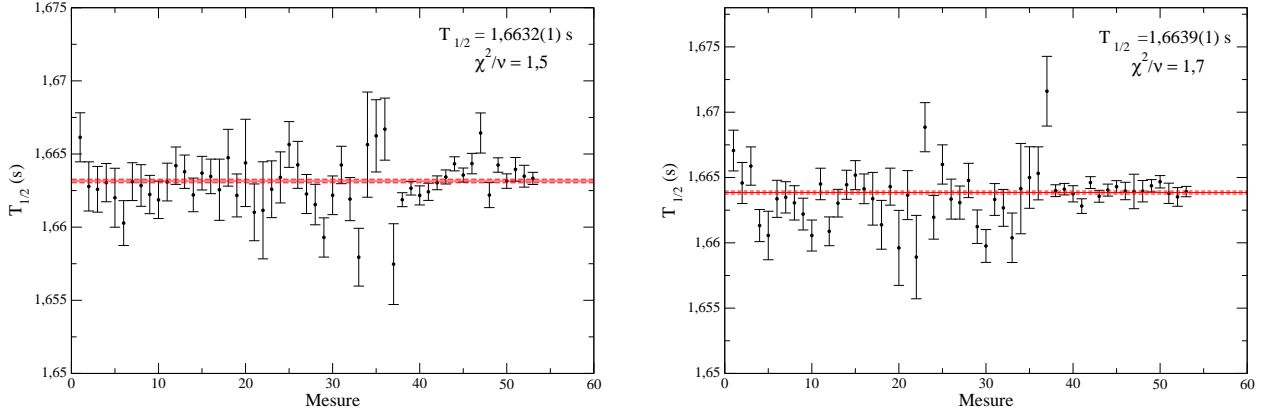


FIG. 2.15 – Temps de vie de ^{18}Ne extrait des 53 mesures effectuées avec le premier détecteur (à gauche) et le deuxième détecteur (à droite) de l'ensemble SCEPTAR. Les lignes rouges continues et en pointillés représentent la valeur moyenne des 53 mesures et l'incertitude statistique sur cette valeur.

2.6 Test de la dépendance des données vis-à-vis des conditions expérimentales

Une méthode, permettant de tester la dépendance des données en regard des conditions expérimentales (taux de comptage, présence de contaminants radioactifs dans le faisceau, seuil de discriminateur, temps mort, ...), consiste à commencer l'ajustement de la décroissance de l'activité à partir de différents points de départ et de comparer les résultats obtenus. Dans le cas d'une décroissance exponentielle idéale, l'ajustement de n'importe quelle région de la courbe doit donner à la même valeur de $T_{1/2}$. Une grande variation de la valeur de $T_{1/2}$ mesurée à partir du même jeu de données mais pour différents intervalles d'ajustement met en cause la fiabilité des données. En particulier si les spectres enregistrés sont affectés systématiquement par le temps mort, le seuil sur le discriminateur ou la contamination du faisceau, un ajustement de la décroissance depuis le début de la phase de décroissance doit conduire à une durée de vie plus longue que celle obtenue lorsque l'ajustement est réalisé en excluant les premières secondes de la phase de décroissance. Nous avons ainsi réalisé des ajustements en considérant des points de départ différents. Le premier ajustement commence à $t = 0$ s, le deuxième à 0,4 s, etc.... Le dernier ajustement est réalisé à partir de $t = 9$ s, ce qui correspond à peu près à 5 fois la durée de vie de ^{18}Ne . Les résultats obtenus pour la totalité des données prises avec le premier détecteur sont représentés dans la figure 2.16.

On constate une fluctuation des valeurs obtenues pour différents points de départ de l'ajustement, mais pas de déviation systématique par rapport à la valeur moyenne obtenue sur la totalité de phase de décroissance. Les données de la figure 2.16 regroupent l'ensemble des mesures pendant lesquels les différentes conditions expérimentales mentionnées auparavant ont été appliquées (tableau 2.1). On peut donc estimer qu'il n'existe pas de

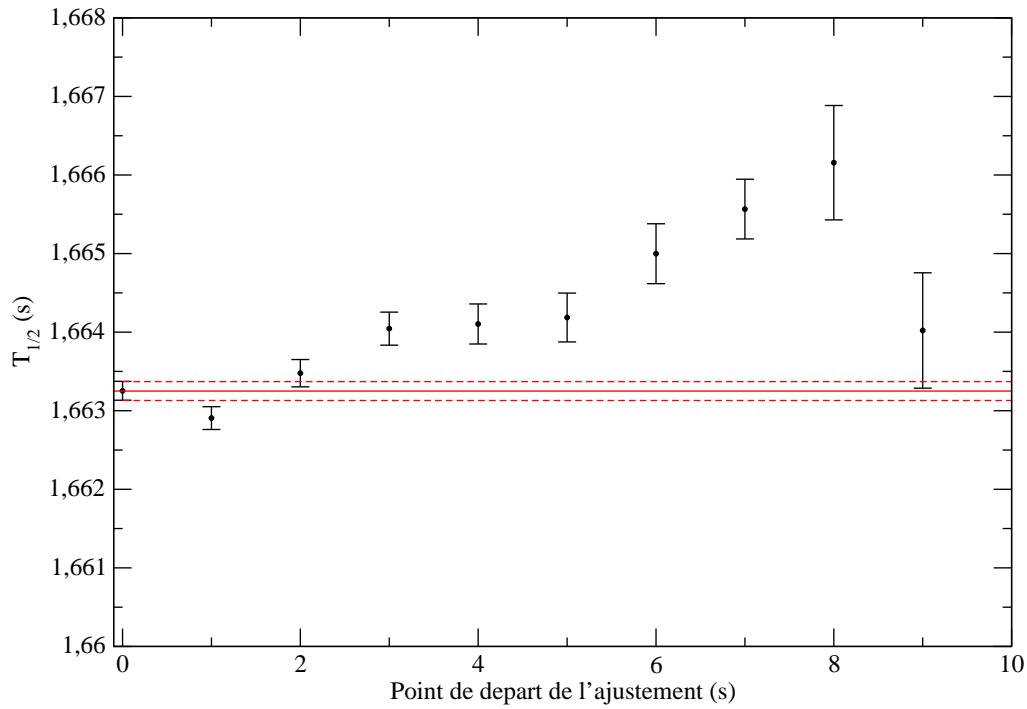


FIG. 2.16 – Temps de vie déterminés pour différents points de départ de l’ajustement de $t = 0$ s à $t = 9$ s (plus de cinq fois la durée de vie de ^{18}Ne) après le début de la décroissance. Le trait en rouge correspond à la valeur de durée de vie obtenue pour l’ajustement commençant à $t=0$ s et l’incertitude statistique associée. Ces données sont issues du premier détecteur (prise en compte de tous les cycles).

dépendance systématique de la durée de vie en fonction de ces conditions expérimentales.

De manière plus détaillée, la figure 2.17 montre les valeurs de durées de vie obtenues pour les trois jeux de données distincts associés aux différents seuil de discriminateur obtenues en démarrant l’ajustement entre $t = 0$ s et $t = 10$ s après le début de la phase de décroissance. Cette figure indique peut-être un effet lié au seuil élevé de discriminateur, pour lequel on a également obtenu un χ^2 réduit plus élevé lors de l’analyse cycle par cycle (figure 2.14). Mais cette valeur de χ^2 réduit n’est pas si élevée qu’elle justifie de supprimer ce groupe de mesures. A part pour les mesures effectuées avec un seuil haut de discriminateur, on observe d’une manière générale une stabilité du résultat de l’ajustement par rapport au point de départ de l’ajustement et aucun effet systématique lié au taux de comptage au delà de fluctuations d’origine statistiques. D’une part, cela valide la correction du temps mort appliquée et d’autre part cela indique qu’on a bien évalué le taux de contamination dans le faisceau.

L’évaluation des incertitudes systématiques liées aux conditions expérimentales est détaillée dans le paragraphe qui suit.

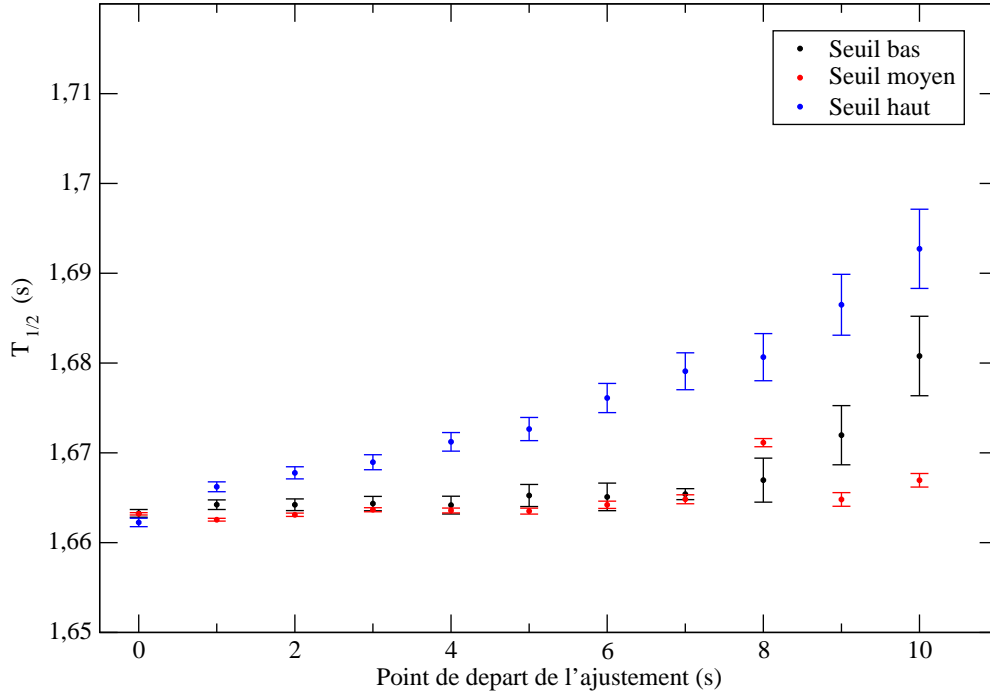


FIG. 2.17 – Valeurs de temps de vie obtenues pour des données prises avec différents seuils de discriminateur en fonction du point de départ de l’ajustement. Ces données sont issues de premier détecteur (prise en compte de tous les cycles).

2.7 Calcul de l’incertitude systématique

Toute valeur numérique d’une grandeur physique, déterminée expérimentalement est entachée d’une incertitude qui doit être indiquée pour que la mesure ait un sens. On écrit de manière générale : $A = a \pm \Delta_{tot}$ où Δ_{tot} est l’incertitude totale, la combinaison d’une incertitude statistique et d’une incertitude systématique. L’incertitude statistique est donnée par le programme d’ajustement. Les incertitudes systématiques sont liées aux conditions de déroulement de l’expérience et elles peuvent avoir un impact sur la mesure, surtout dans le cas d’une mesure de haute précision telle que celle réalisée ici. Par exemple, le traitement électronique des signaux des détecteurs peut potentiellement être une source d’incertitude systématique. Pour vérifier l’influence de ces réglages électroniques sur la mesure de temps de vie, trois d’entre eux ont été modifiés au cours de l’expérience : le temps mort fixe de l’acquisition (~ 3 ou bien $\sim 4 \mu s$), le seuil sur le discriminateur (bas, moyen, haut) et l’intensité et la composition du faisceau (variation du rapport $^{18}F^{1+}/^{18}Ne^{1+}$). Quand bien même les différents tests effectués précédemment n’ont pas permis de mettre en évidence un effet important de ces conditions expérimentales sur les mesures de durées de vie effectuées à l’aide des deux détecteurs de rayonnement β de l’ensemble SCEPTAR, une incertitude systématique sur ces mesures a été évaluée en utilisant la méthode proposée par le « Particle Data Group ». Elle consiste à augmenter l’incertitude statistique de la racine carrée du χ^2 réduit le plus grand obtenu pour les trois groupes de mesures. Cette procédure permet de prendre en compte les effets qui ne peuvent pas être décrits

uniquement par la statistique et qui entrent dans l'incertitude systématique.

Le tableau 2.2 présente les valeurs de durées de vie obtenues pour les différentes conditions de réalisation des mesures, ainsi que les χ^2 réduits associés aux différents groupes de mesures pour les deux détecteurs dont on a analysé les données. Il faut noter que chacun des trois groupes de mesures prend en compte l'ensemble des données, de sorte que la valeur moyenne des durées de vie obtenues pour chaque détecteur est la même quand on considère indépendamment les trois groupes de mesure.

	$T_{1/2}^1$ (s)	χ^2/ν	$T_{1/2}^2$ (s)	χ^2/ν
DT ₁	1,66319(12)	1,33	1,66395(12)	11,68
DT ₂	1,66261(48)		1,66237(45)	
Seuil bas	1,66326(43)		1,66403(41)	
Seuil moyen	1,66321(13)	2,53	1,66390(12)	7,28
Seuil haut	1,66225(47)		1,66293(44)	
Intensité basse	1,66283(25)	2,00	1,66329 (24)	2,30
Intensité haute	1,66325(14)		1,66402(13)	

TAB. 2.2 – Valeurs de temps de vie de ^{18}Ne et les incertitudes associées obtenues pour les deux détecteurs plastiques et pour les groupes de mesures effectuées suivant des conditions expérimentales différentes du point de vue du temps mort fixe de l'acquisition, du seuil de discriminateur, et de l'intensité du faisceau. La troisième et dernière colonne donnent les valeurs de χ^2 réduits obtenues pour les deux détecteurs plastiques et pour les trois groupes de mesures effectuées.

Dans cette analyse de l'influence des conditions expérimentales, la valeur de χ^2/ν la plus grande est de 2,53 pour le premier détecteur (seuil du discriminateur) et de 11,68 pour le second (temps mort fixe de l'acquisition). On peut maintenant calculer l'incertitude systématique associée aux conditions expérimentales. Cette incertitude est obtenue comme suit :

$$\Delta_{tot} = \Delta_{stat} \sqrt{\chi^2/\nu} \quad (2.9)$$

$$\Delta_{syst} = \sqrt{\Delta_{tot}^2 - \Delta_{stat}^2} \quad (2.10)$$

On obtient finalement :

Pour le détecteur numéro 1 : $T_{1/2}^1 = 1,66315(12)_{stat}(15)_{syst}$ s

Pour le détecteur numéro 2 : $T_{1/2}^2 = 1,66385(11)_{stat}(36)_{syst}$ s

2.7.1 L'incertitude associée à la correction de temps mort

Même si la correction de temps mort fixe appliquée aux données paraît satisfaisante, pour des mesures de haute précision on doit évaluer l'incertitude systématique associée à la correction. Pour cela on a refait les mêmes analyses en corrigeant les données avec un temps mort fixe égal à $DT + \Delta_{DT}$. L'incertitude systématique est donnée par la différence de temps de vie moyenne obtenue à partir des deux analyses.

On obtient pour le premier détecteur $T_{1/2}^1 = 1,66385(12)$ s et $T_{1/2}^2 = 1,66465(11)$ s pour le

deuxième, ce qui conduit respectivement à des incertitudes systématique Δ_{DT} de 0,00070 s et 0,00080 s.

2.7.2 L'incertitude associée à la contamination du faisceau

Bien qu'on se soit convaincu que le faisceau ne contient pas de ^{17}F , on doit tenir compte de l'effet qu'il peut avoir sur la valeur mesurée du temps de vie. Pour cela on a intégré dans le calcul de l'incertitude systématique l'impact que peut avoir une contamination maximale. Pour une intensité de $3,8 \times 10^3$ ions/s de ^{17}F dans le faisceau [37], on obtient un temps de vie de 1,66223(12) s pour le premier détecteur et 1,66297(11) s pour le deuxième. L'incertitude systématique due à une contamination en ^{17}F est ainsi de $\Delta_{17F} = 0,00092$ s pour le détecteur numéro 1 et $\Delta_{17F} = 0,00088$ s pour le détecteur numéro 2.

2.8 Interprétation des résultats

Globalement, les valeurs individuelles déterminées pour la durée de vie de ^{18}Ne , à partir de l'analyse de 53 mesures réalisées durant l'expérience et correspondant aux lots de données enregistrées avec les deux valeurs de temps mort fixe (3,030 μs et 4,001 μs), les trois seuils de discriminateur (bas, moyen et haut) et les deux intensités de faisceau (8×10^5 et 2×10^6 ions/s), présentent un accord satisfaisant les unes avec les autres. Les résultats obtenus montrent que le protocole expérimental employé est bien adapté à la haute précision recherchée dans la mesure de la durée de vie de ^{18}Ne . Cette conclusion est renforcée par la comparaison des résultats obtenus pour des ajustements réalisés en prenant différents point de départ dans le spectre de décroissance de l'activité. Finalement, le temps de vie de ^{18}Ne est :

Pour le détecteur numéro 1 : $T_{1/2}^1 = 1,66315(12)_{stat}(15)_{syst}(70)_{DT}(92)_{17F}$ s

Pour le détecteur numéro 2 : $T_{1/2}^2 = 1,66385(11)_{stat}(36)_{syst}(80)_{DT}(88)_{17F}$ s

La première incertitude est d'origine statistique, la seconde est systématique et elle tient compte des conditions de mesures. Les deux dernières, également d'origines systématiques, tiennent compte de l'incertitude sur le temps mort fixe de l'acquisition et d'une contamination possible mais peu probable en ^{17}F du faisceau de ^{18}Ne .

Les mesures réalisées avec les deux détecteurs étant indépendantes l'une de l'autre, la valeur moyenne du temps de vie de ^{18}Ne et l'incertitude statistique associée sont calculées à partir de la valeur moyenne pondérée par leurs incertitudes des valeurs individuelles obtenues avec les deux détecteurs :

$$T_{1/2_{moy}} = \frac{\left(\frac{T_{1/2}^1}{\Delta_1^2} + \frac{T_{1/2}^2}{\Delta_2^2}\right)}{\left(\frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{1}{\Delta_2^2}\right)} \quad (2.11)$$

$$\Delta T_{1/2_{moy}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta_1^2} + \frac{1}{\Delta_2^2}}} \quad (2.12)$$

On associe enfin à l'incertitude sur la valeur moyenne obtenue la valeur maximale des différentes incertitudes systématiques obtenues pour les deux détecteurs. Cela donne une valeur moyenne finale de :

$$T_{1/2} = 1,66352(8)_{stat}(36)_{syst}(80)_{DT}(92)_{17F} \text{ s}$$

En sommant quadratiquement les incertitudes individuelles, nous obtenons ainsi une valeur finale avec une précision de 0,08 % :

$$T_{1/2} = 1,6635(13) \text{ s}$$

La précision recherchée dans la mesure du temps de vie de ^{18}Ne est de l'ordre de 0,05 %. Statistiquement la précision obtenue est de 0,005 %. La précision sur la mesure n'est donc pas limitée dans cette expérience par la statistique mais par les conditions de réalisation de l'expérience. C'est en particulier la possible contamination du faisceau en ^{17}F qui limite la précision sur la valeur de la durée de vie de ^{18}Ne mesurée à partir de la détection des particules β émises dans sa désintégration. Il est possible de limiter la contamination en fluor en disposant un tube de transfert froid entre la cible de production et la source de type FEBIAD. Cela a été démontré au cours d'une nouvelle mesure de la durée de vie de ^{18}Ne réalisée à TRIUMF en 2013 [48] en utilisant un détecteur à gaz, et conduisant à la valeur la plus précise obtenue à ce jour : $T_{1/2} = 1,66400^{+57}_{-48} \text{ s}$.

2.9 Conclusion

La valeur obtenue lors de ce travail est compatible avec les autres mesures réalisées antérieurement et la mesure la plus récente effectuée à TRIUMF [48]. C'est la troisième valeur la plus précise après celle citée précédemment et celle issue de l'analyse des données γ acquises lors de cette même expérience [37] : $T_{1/2} = 1,6648(11) \text{ s}$. L'analyse des données γ donne une valeur plus précise de temps de vie car elle s'appuie sur la raie à 1042 keV caractéristique de la décroissance de ^{18}Ne , de sorte que la contamination possible du faisceau en ^{18}F et en ^{17}F est sans importance : elle ne se traduit pas par une erreur systématique sur la durée de vie mesurée.

La figure 2.18 montre l'évolution de la précision de la mesure de temps de vie de ^{18}Ne au cours de ces dernières années ainsi que la valeur obtenue lors de ce travail. La valeur moyenne associée aux 7 mesures de durée de vie prises en compte vaut $T_{1/2} = 1,66419^{+47}_{-42} \text{ s}$, avec un χ^2 réduit de 1.51 pour 6 degrés de liberté.

Comme mentionné dans le premier chapitre, pour inclure le ^{18}Ne dans la systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$) mesurées avec une très grande précision, il faut mesurer les trois observables Q_β , $T_{1/2}$ et BR avec la meilleure précision possible. Ce but est atteint pour les deux premières observables. Pour le rapport d'embranchement il est nécessaire d'avoir un détecteur germanium HPGe étalonné en efficacité, avec une précision de l'ordre de 0,2 %. La caractérisation de l'efficacité d'un tel détecteur au moyen de sources radioactives est l'objet du chapitre suivant.

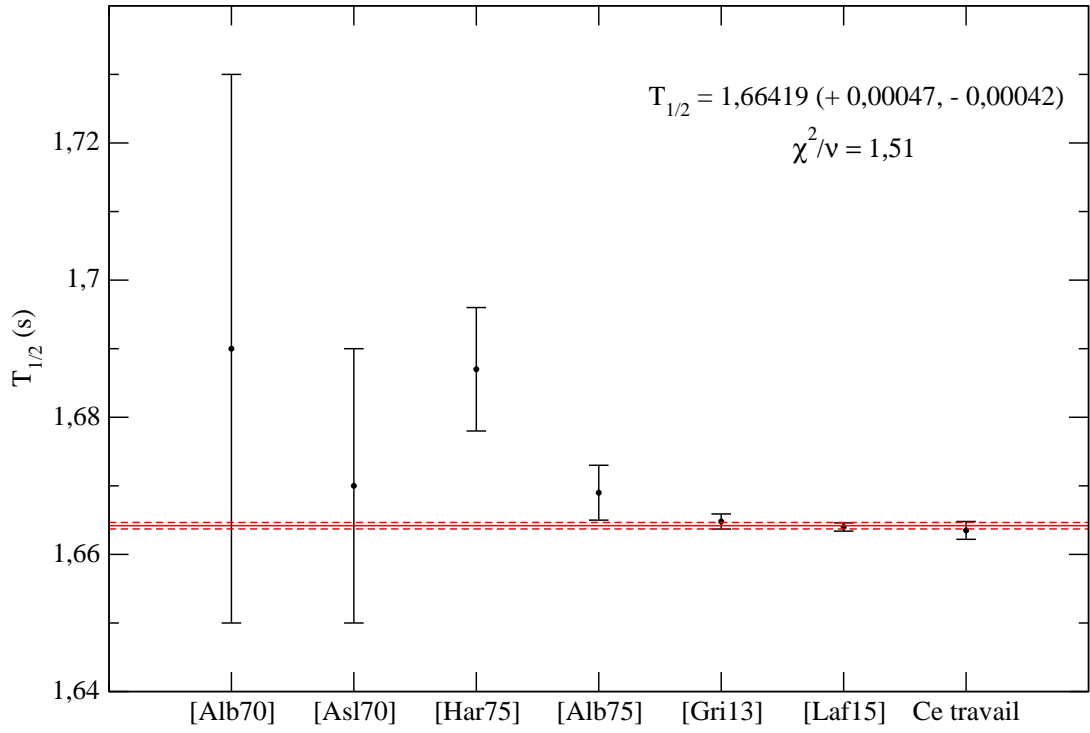


FIG. 2.18 – La figure montre l’amélioration de la précision sur la mesure du temps de vie de ^{18}Ne au cours de ces quarante-cinq dernières années. Le résultat obtenu pendant la thèse est compatible avec les mesures les plus précises réalisées jusqu’ici. Ces données ont été prises des références suivantes : [33, 34, 35, 36, 37, 48].

Chapitre 3

Protocole d'analyse des données de spectroscopie γ

3.1 Introduction :

La mesure précise du rapport d'embranchement $0^+ \rightarrow 0^+$ dans la décroissance superpermise de ^{18}Ne nécessite l'utilisation de détecteurs de rayonnement γ permettant de mesurer l'intensité absolue de la transition γ à 1042 keV avec la meilleure précision possible (voir la figure 1.6). Compte tenu de la difficulté de caractériser l'efficacité d'un unique détecteur avec la précision requise, il n'est pas envisageable d'utiliser des ensembles de détecteurs comme le 8π γ -ray spectrometer de TRIUMF.

Dans ce chapitre on commencera par décrire les caractéristiques physiques du détecteur utilisé pour réaliser cette mesure, un détecteur semi-conducteur de germanium de grande pureté (HPGe). On présentera dans un deuxième paragraphe le détecteur utilisé (unique), emprunté au groupe Noyaux exotiques du CENBG. Le dernier paragraphe portera sur l'élaboration du protocole de mesure du rayonnement γ mis en œuvre lors de la préparation de l'expérience E622S réalisée au GANIL et dédiée à l'étude de la désintégration de ^{18}Ne .

3.2 Caractéristiques physiques du détecteur germanium

Les détecteurs germanium sont des détecteurs à semi-conducteur. Ils consistent en un volume sensible aux rayonnements ionisants (un cristal de germanium) qui se comporte comme un conducteur lorsqu'il est polarisé et comme un isolant sinon. Ils ont une structure de type PIN. La partie intrinsèque (I) est sensible aux radiations ionisantes. Le semi-conducteur est utilisé comme une diode polarisée à l'envers ce qui a pour conséquence d'enlever dans la partie I tous les porteurs de charge libres. Quand un photon interagit dans cette région il libère des paires électrons-trous qui sont séparées par le champ électrique (polarisation du détecteur) et collectés séparément sur des électrodes polarisées (N et P). Un détecteur est dit de type N si les porteurs de charge majoritaires sont des électrons et de type P si les porteurs de charge majoritaires sont des trous. La charge collectée est proportionnelle à l'énergie déposée par le rayonnement ionisant dans la partie I. Le germanium est caractérisé par une bande interdite étroite, le cristal doit de ce fait

être refroidi pour minimiser le courant de fuite dû au bruit thermique. La géométrie du détecteur, plane ou coaxiale, est choisie en fonction des besoins de l'expérience.

Pour la mesure de rayonnement γ , les détecteurs les plus couramment utilisés parmi les détecteurs à semi-conducteurs sont ceux constitués de cristaux de germanium hyper-purs.

Ces détecteurs semi-conducteurs ont les caractéristiques suivantes :

- l'efficacité de détection des rayonnements γ : elle est proportionnelle au nombre atomique Z du matériau constituant le détecteur. De ce fait, entre le silicium ($Z=14$) et le germanium ($Z=32$) qui sont tous deux des semi-conducteurs, on privilégiera le germanium qui offre une meilleure efficacité,
- la résolution en énergie : elle est proportionnelle au nombre de porteurs de charge créés par le rayonnement γ . Comparé au silicium, le germanium possède un potentiel d'ionisation légèrement plus faible. De ce fait, à énergie déposée égale, le germanium produit un plus grand nombre de porteurs de charge que le silicium, ce qui contribue à améliorer la résolution en énergie. Un détecteur germanium a une résolution typique de 2 à 5 keV sur une la plage utile de 50 keV à 4 MeV.

Le détecteur n'est pas directement sensible aux rayonnements γ mais il permet de collecter les électrons issus de leur interaction avec le cristal. Ces électrons sont émis par les trois processus suivants : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires $e^+ - e^-$.

3.2.1 Effet photoélectrique

C'est l'effet prédominant à basse énergie (inférieure à 150 keV). L'énergie du photon incident $E_\gamma = h\nu$ est totalement transférée à un électron d'un atome du cristal qui est émis avec une énergie $E_\gamma - E_i$, où E_i est l'énergie de liaison de l'électron arraché. Ce processus d'interaction se traduit par l'observation d'un photopic ou pic d'absorption totale dans le spectre en énergie.

3.2.2 Effet Compton

Il prédomine à des énergies intermédiaires (entre des centaines de keV et quelques MeV). Il s'agit d'une diffusion inélastique des photons sur des électrons du cristal au cours de laquelle le photon ne cède qu'une partie de son énergie à l'électron avec lequel il interagit. Le photon est dévié d'un angle θ par rapport à sa direction initiale. Les photons qui arrivent avec une énergie E_γ sont diffusés avec une énergie E'_γ donnée par :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3.1)$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de l'électron au repos. La perte d'énergie mesurée par le détecteur est égale à $E_\gamma - E'_\gamma - E_i$.

3.2.3 Création d'une paire $e^+ - e^-$

L'interaction donne lieu à la création d'une paire électron-positron. Ce processus n'est possible que lorsque l'énergie du photon incident dépasse deux fois l'énergie d'un électron au repos $2m_e c^2 = 1022$ keV. Il prédomine à haute énergie, au-delà de 10 MeV dans le germanium. Le positron émis est ralenti dans le matériau et finit par s'annihiler avec un

électron du milieu. Deux photons sont alors émis avec un angle de 180° . L'échappement sans interaction avec le volume actif du détecteur de l'un ou des deux photons se traduit par un pic de simple ou de double échappement dans le spectre de rayonnement γ .

L'effet photoélectrique est l'interaction la plus intéressante pour la spectroscopie γ . Comme l'énergie du photon incident est totalement cédée au milieu, cela permet d'identifier une transition γ et de mesurer son énergie exactement. Idéalement, toutes les charges collectées proviendraient de ce processus. Cependant, par le biais de la création de paires, de la diffusion Compton et du rayonnement Bremsstrahlung (lors du freinage des électrons) les rayons γ cèdent généralement une fraction de leur énergie aux électrons qui vont être collectés, ce qui se traduit par un bruit de fond important dans le spectre de rayonnement γ .

3.3 Étalonnage en efficacité d'un détecteur germanium

Dans ce paragraphe on va décrire le protocole développé par l'équipe du CENBG dirigée par Bertram Blank pour étalonner en efficacité un détecteur germanium afin qu'il puisse être utilisé pour réaliser des mesures très précises de rapports d'embranchements dans la décroissance β - γ de noyaux radioactifs [49].

La première étape consiste à déterminer les caractéristiques géométriques exactes du détecteur. Il a été acheté en 2007 à la société CANBERRA. C'est un détecteur coaxial ultra-pur de type N avec une efficacité relative de 70 %. Ce type de détecteur est particulièrement sensible à la détection de raies γ de faibles énergies (inférieures à quelques MeV). Il a été photographié aux rayons X, afin de déterminer la taille du cristal de germanium, sa position dans l'enveloppe de la tête du détecteur, la taille de fenêtre d'entrée et la distance fenêtre-cristal.

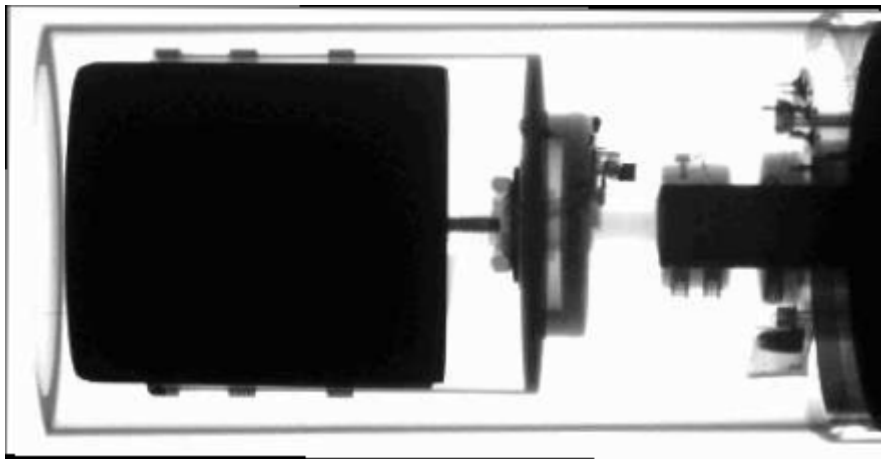


FIG. 3.1 – Photographie du détecteur germanium du CENBG obtenue à l'aide de rayons X. Le cristal présente une inclinaison de 1° par rapport à l'enveloppe de la tête du détecteur.

La géométrie du détecteur a ensuite été étudiée à l'aide de sources radioactives émettrices γ . Trois types de sources ont été utilisées pour ces mesures :

- des sources caractérisées par un schéma de décroissance simple avec une ou deux raies γ . Ces sources permettent notamment de mesurer le rapport de l'efficacité de détection d'un photopic et de l'efficacité totale (« pic sur total ») : ^{22}Na , ^{41}Ar , ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{85}Sr et ^{137}Cs ,
- des sources avec des rapports d'embranchements très bien connus à des énergies diverses allant de 30 keV jusqu'à 4 MeV. Des mesures d'efficacités relatives ont été réalisées à l'aide de ces sources γ standards, comme le ^{88}Y , ^{133}Ba , ^{134}Cs , ^{152}Eu et le ^{207}Bi , et des sources de courtes durées de vie produites à ISOLDE et à l'IPN d'Orsay comme le ^{24}Na , ^{27}Mg , ^{48}Cr , ^{56}Co , ^{66}Ga , ^{75}Se et le $^{180}\text{Hf}^m$,
- trois sources de ^{60}Co dont la précision sur l'activité est de l'ordre de 0,1 %. Les mesures réalisées avec deux de ces sources sont détaillées dans le paragraphe qui suit. Elles ont permis de déterminer l'efficacité absolue de détection du détecteur germanium. Les prises de données ont été effectuées entre Janvier et Mars 2012, dans la station d'identification de SPIRAL qui sera décrite dans le dernier chapitre.

Les mesures obtenues à partir de ces sources radioactives ont ensuite été comparées aux résultats de simulations effectuées avec les codes CYLTRAN [50] et GEANT4 [51].

Dans le paragraphe suivant on décrit les tests effectués dans la salle d'identification de l'installation SPIRAL pendant les semaines qui ont précédé l'expérience E622S sur la décroissance super-permise de ^{18}Ne . L'objectif de cette partie des tests était de mettre en œuvre et de valider le protocole de mesure très précise de l'intensité du rayonnement γ émis par une source radioactive située à une distance donnée du détecteur.

3.4 Description des tests

Lors des tests, deux sources de ^{60}Co dont l'activité est connue avec une précision de 0,1 % ont été utilisées. Le détecteur HPGe est placé à une distance de 15 cm de ces sources, dans des conditions proches de l'expérience. Une chaîne électronique d'acquisition des données dédiée a été mise en place, ainsi qu'un protocole d'analyse des spectres de rayonnement γ observés. Le protocole de mesure a été validé en vérifiant qu'il permet de retrouver l'efficacité photopic absolue attendue à une distance de 15 cm et aux énergies caractéristiques du rayonnement γ émis par le ^{60}Co .

3.4.1 Les sources utilisées

Avec un temps de vie de 5,27 années, 99,88 % des noyaux pères de ^{60}Co se désintègrent par émission β^- vers un état excité 4^+ de ^{60}Ni qui se désexcite très rapidement vers l'état fondamental en émettant deux raies γ en cascade avec un rapport d'embranchement de 99,85 % pour la première raie à 1173 keV et 99,98 % pour la raie à 1332 keV (voir la figure 3.2). Les autres raies gamma émises dans la décroissance de ^{60}Co ont toutes des intensités absolues inférieures à 0,12 %, de sorte que les spectres ne présentent en plus des pics associés au bruit de fond que les deux pics principaux à 1173 et 1332 keV, ce qui facilite leur analyse.

Les activités des sources utilisées, appelées par la suite 501A et 502A, étaient à la date

de leur certification en 2002 de 2718,2 et 2731,2 Bq respectivement. Elles n'étaient plus que de l'ordre de 800 Bq au moment des tests décrits dans ce chapitre. La précision sur l'activité des sources est de 0,1 %. Elle est donc meilleure que celle recherchée sur l'efficacité de détection (0,2 %), ce qui est une condition nécessaire à la validation du protocole de mesure.

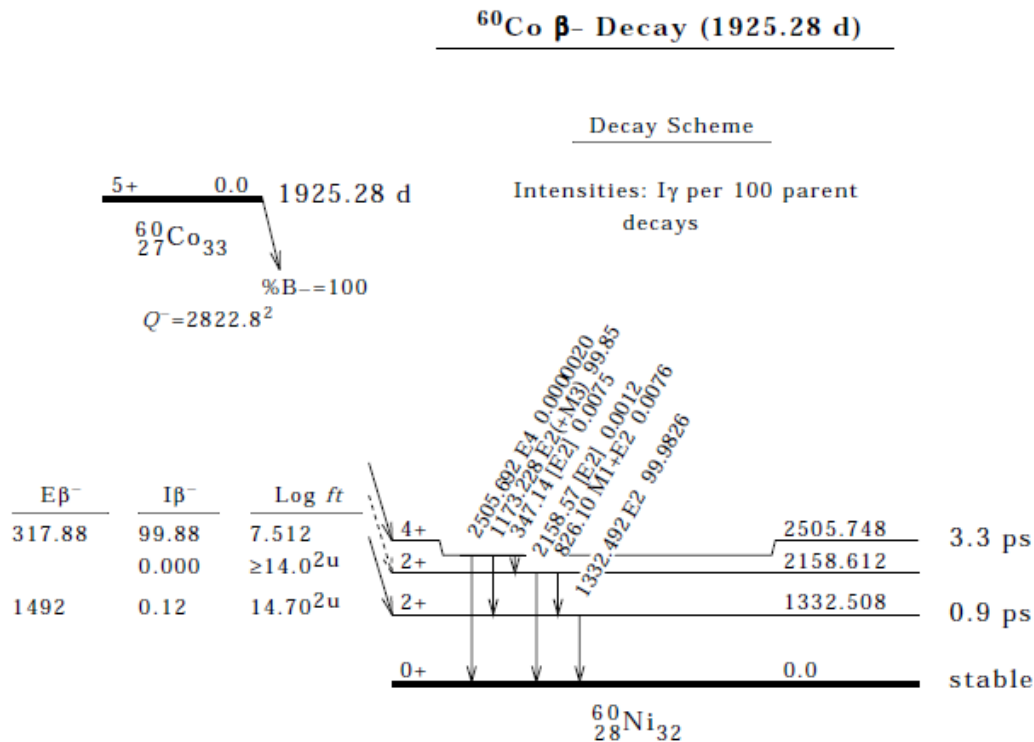


FIG. 3.2 – Schéma de décroissance de ^{60}Co indiquant les énergies des transitions γ et les valeurs de J^π correspondant à chaque niveau, la force des transitions β ($\log (ft)$) et les rapports d'embranchements vers les états peuplés, les durées de vie des transitions et l'énergie des transitions γ émises entre les différents niveaux. Les deux transitions γ qui nous intéressent sont celles émises en cascade à 1173,2 keV et à 1332,5 keV ([http ://www.nndc.bnl.gov/ensdf](http://www.nndc.bnl.gov/ensdf)).

3.4.2 Banc de mesure

Pendant ce test les sources de ^{60}Co étaient fixées à une distance de 15 cm du détecteur de rayonnement γ , à l'aide d'un support positionné en x, y et z avec une précision de 100 μm . Le support du détecteur et le porte source sont fixés à une table de manière à assurer la stabilité de l'ensemble. Comme on peut le voir sur la photographie 3.3, la position du centre des sources de ^{60}Co par rapport au centre de la fenêtre d'entrée du détecteur est visible en temps réel : $x = 0$, $y = 0$ et $z = 151,9 = 150 \text{ mm}$ (distance source détecteur) + 1,9 mm (épaisseur du porte source). Cela permet de s'assurer que les conditions d'observation restent inchangées pendant toute la durée de la mesure. Le détecteur est maintenu à une température de $\sim -184^\circ\text{C}$ grâce à un système de refroidissement par azote liquide.

La position de la source par rapport au détecteur est exactement la même pour toutes les mesures effectuées. A une telle distance, l'efficacité de détection étant proportionnelle au carré de la distance entre la source et le détecteur, une variation de 100 μm de cette distance se traduit par une variation d'efficacité de 0,1 %, inférieure à la précision recherchée.

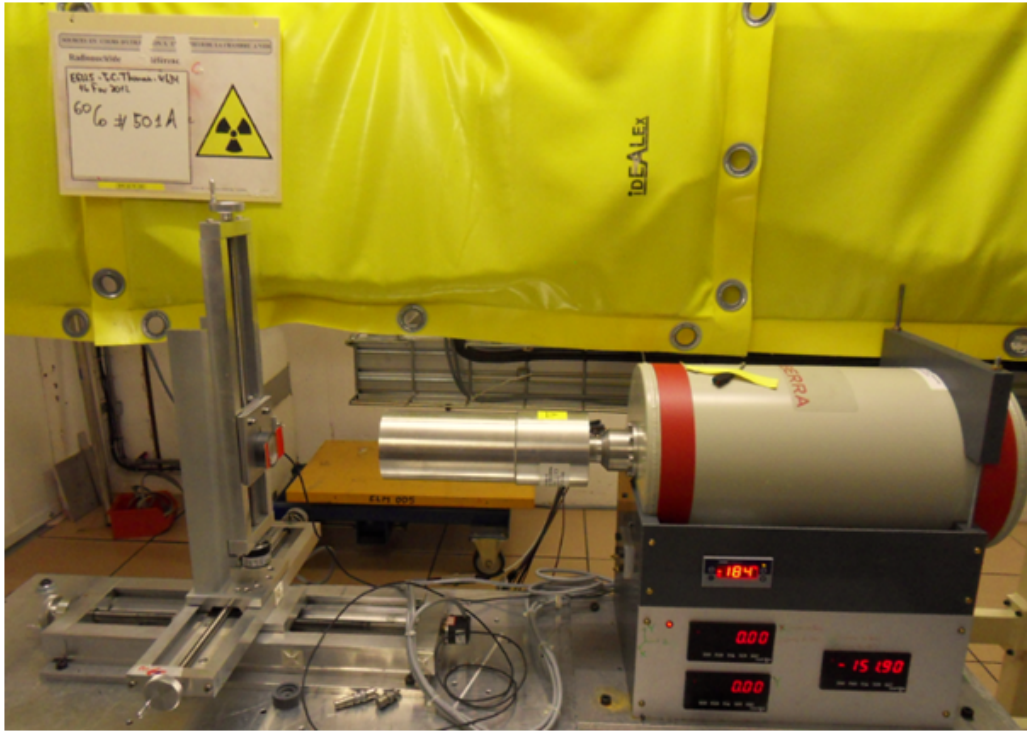


FIG. 3.3 – Photographie du banc de mesure de l'efficacité du détecteur HPGe. La source de ^{60}Co est positionnée à une distance fixe du centre de la fenêtre d'entrée du détecteur, monitorée en temps réel $x = 0$, $y = 0$ et $z = 151.9 = 150 \text{ mm}$ (distance source détecteur) $+1.9 \text{ mm}$ (épaisseur du porte source). Le détecteur est maintenu à une température voisine de $-184 \text{ }^{\circ}\text{C}$ grâce à un système de refroidissement par azote liquide.

On a réalisé pendant le test 16 mesures dans des conditions expérimentales identiques, avec des durées d'acquisition de 24 à 36 heures suivant les mesures : 7 mesures pour la première source, 8 pour la deuxième et une mesure de bruit de fond.

3.4.3 Acquisition et traitement des données

Le rôle de la chaîne électronique d'acquisition des données est multiple. Elle vise en premier lieu à enregistrer les événements γ détectés au moyen du détecteur HPGe. Elle doit en outre permettre d'estimer très précisément le temps mort qui la caractérise, ainsi que le nombre d'événements γ qu'elle n'a pas pu traiter correctement car trop rapprochés dans le temps (phénomène d'empilement).

Temps mort de l'acquisition :

Le temps de traitement typique d'un évènement par l'acquisition mise en place lors du test est de l'ordre de quelques dizaines de μs , mais il peut varier de plusieurs μs d'un évènement à un autre. Pour s'affranchir de cette dépendance et être en mesure d'évaluer précisément le temps mort de l'acquisition, le temps de traitement a été arbitrairement allongé jusqu'à une valeur enveloppe de 100 μs .

Le temps mort global du système d'acquisition des données sur la durée d'une mesure est estimé grâce à des échelles de comptage (voir plus loin). Le nombre d'évènements non traités durant le temps mort de l'acquisition est proportionnel au taux de comptage, et devient significatif à un taux de comptage élevé. Une correction sur le nombre de coups observés est ainsi nécessaire, d'autant plus que l'on cherche à déterminer ce nombre avec une très grande précision. Comme on le verra par la suite, compte tenu de la faible activité des sources radioactives utilisées ($\sim 800 \text{ Bq}$), de la distance relativement importante entre les sources et le détecteur (15 cm), le temps mort de l'acquisition était de l'ordre de 2 % seulement lors des tests.

Optimisation du temps de mise en forme du signal par l'amplificateur :

Le signal analogique délivré par le détecteur de rayonnement γ est préamplifié au niveau du détecteur lui-même puis est amplifié au moyen d'un module électronique dédié, un amplificateur. Le temps de mise en forme du signal par l'amplificateur correspond à l'écart type de la distribution en temps des signaux d'allure gaussienne délivrés par l'amplificateur. Le choix de ce paramètre de réglage de l'amplification doit satisfaire les deux conditions suivantes :

- être suffisamment long pour assurer une bonne intégration du signal délivré par le préamplificateur,
- être assez court pour minimiser le temps mort de l'acquisition et pour diminuer la probabilité d'empilement des évènements détectés.

La conséquence d'un temps de mise en forme trop court est une dégradation importante de la résolution du signal en sortie de l'amplificateur et donc des pics observés dans les spectres en énergie obtenus après le codage. Un compromis est donc à établir entre la résolution en énergie des pics et la capacité de traitement des données par l'acquisition. Généralement, le temps de mise en forme doit être dix fois plus grand que le temps de collection qui est de 200 ns à 400 ns pour les semi-conducteurs. Lors du test, trois réglages du temps de mise en forme de 2 μs , 3 μs et 6 μs ont été comparés. Le paragraphe suivant montre l'impact attendu de ces réglages sur l'empilement et l'efficacité de détection.

Phénomène d'empilement :

Lorsque deux impulsions successives arrivent au niveau d'un amplificateur dans un intervalle de temps inférieur au temps caractéristique de résolution d'une seule impulsion par le codeur, τ_{PU} , les deux signaux ne sont pas discriminés et on obtient en sortie de l'amplificateur un signal analogique déformé qui n'est pas représentatif de l'énergie déposée par les deux rayons γ dans le détecteur. Comme on le voit dans la figure 3.4, le signal analogique tend à s'étaler et le front de montée du signal présente une structure dont le module de codage est incapable d'extraire les amplitudes individuelles, à moins

de mettre en œuvre une analyse sophistiquée de la forme du signal. On peut distinguer

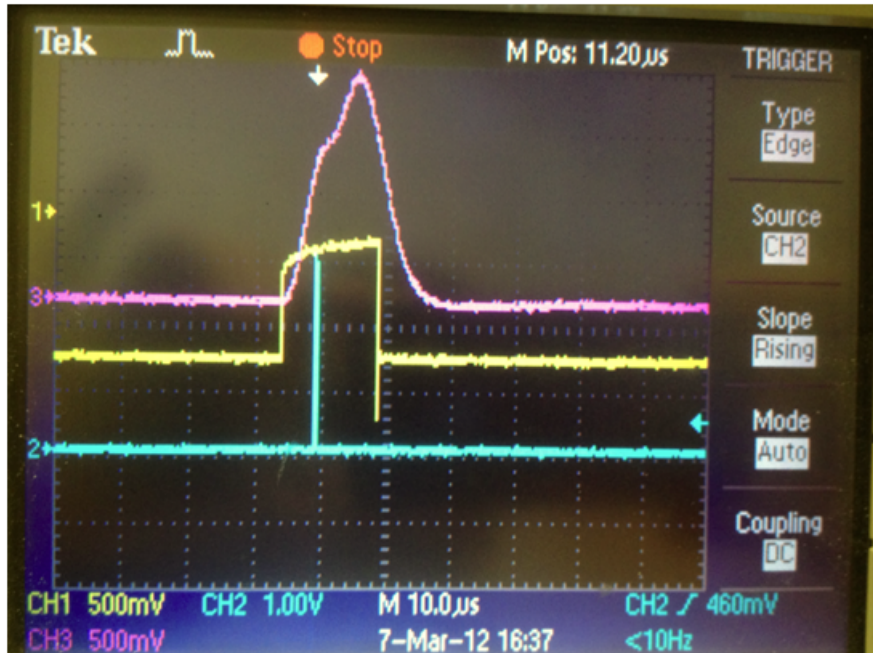


FIG. 3.4 – Image prise à l’oscilloscope de l’empilement de deux signaux analogiques en sortie d’un amplificateur (en violet). La porte de codage du signal apparaît en jaune : elle se ferme dans cet exemple après $15 \mu s$ (soit trois fois le temps de mise en forme du signal dans cet exemple), juste après le passage par un maximum de la seconde impulsion. Le signal rapide en bleu indique la détection par l’amplificateur de l’empilement des deux signaux.

trois sortes d’empilement, illustrés dans la figure 3.5 [38] :

- un post-empilement : lorsque le deuxième événement vient dans un temps $t' < \tau_{PU}$,
- un pré-empilement : lorsque l’évènement déclenchant l’acquisition, qui arrive à un temps t' , est précédé par un autre évènement, qui arrive à un temps t , avec une différence de temps $t' - t < \tau_{PU}$. L’évènement qui arrive au temps t n’est pas pris en compte par l’acquisition (il arrive dans le temps mort de l’acquisition suite au premier déclenchement) mais est détecté par l’amplificateur comme un évènement d’empilement avec le suivant, arrivé au temps t' ,
- un post et pré-empilement : lorsqu’on a les deux cas à la fois, c’est-à-dire trois évènements dans un délai de temps inférieur à τ_{PU} .

La probabilité d’avoir deux impulsions empilées dépend en premier lieu du taux de comptage. Pour un taux d’évènements égal à R , la probabilité d’avoir n évènements d’empilement pendant un intervalle de temps Δt est donnée par la distribution de poisson suivante [38] :

$$P(n, \Delta t) = \frac{(R\Delta t)^n e^{(-R\Delta t)}}{n!} \quad (3.2)$$

Pour un faible taux de comptage, les évènements de post-empilement sont les plus probables, mais à un taux élevé d’évènements le troisième cas de figure est le plus probable.

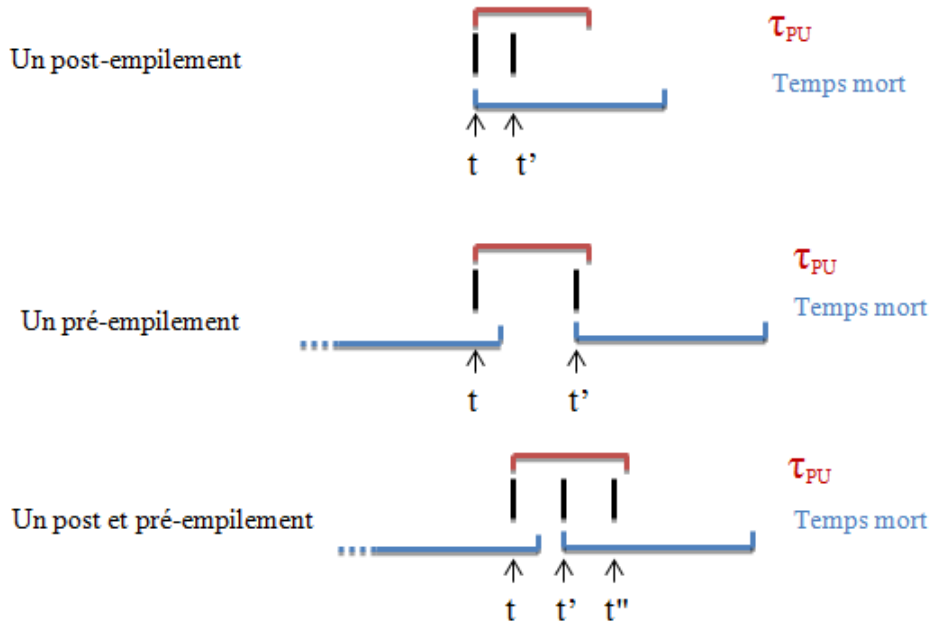


FIG. 3.5 – Les trois sortes d’empilement : un pré-empilement, un post-empilement et un post- et pré-empilement. L’intervalle de temps minimal requis par l’amplificateur pour distinguer deux impulsions successives (τ_{PU}) est indiqué en rouge. Le temps mort de l’acquisition est indiqué en bleu. [38]

La probabilité d’évènements de pré-empilement est très faible quel que soit le taux de comptage et ils sont généralement associés à l’empilement d’une impulsion électrique fortuite et d’un véritable signal associé à la détection d’un rayonnement γ . La figure 3.6 présente les probabilités associées aux différents évènements d’empilement en fonction du taux de comptage [38].

Pour des mesures de haute précision, le phénomène d’empilement constitue un problème surtout à fort taux de comptage. La méthode usuelle pour traiter les événements d’empilement est de les identifier, de les rejeter à l’aide d’un système électronique approprié et de corriger ensuite le nombre d’évènements observés du nombre d’évènements rejeté. C’est la méthode qui a été mise en œuvre lors du test. On peut aussi effectuer une correction théorique d’évènements empilés. Cette correction ne dépend que du taux de comptage R et du temps d’empilement τ_{PU} . Elle est donnée par [38] :

$$PU = 1 - e^{-2x}(1 + x) \quad (3.3)$$

avec $x = R \times \tau_{PU}$ et $\tau_{PU}=2,75$ fois le temps de mise en forme du signal par l’amplificateur pour le détecteur germanium utilisé lors du test [49].

La chaîne électronique d’acquisition des données mise en œuvre lors de la réalisation du test du détecteur HPGe a permis de tester deux procédures de détection différentes des empilements, une méthode automatique et une méthode manuelle. Pour diminuer la

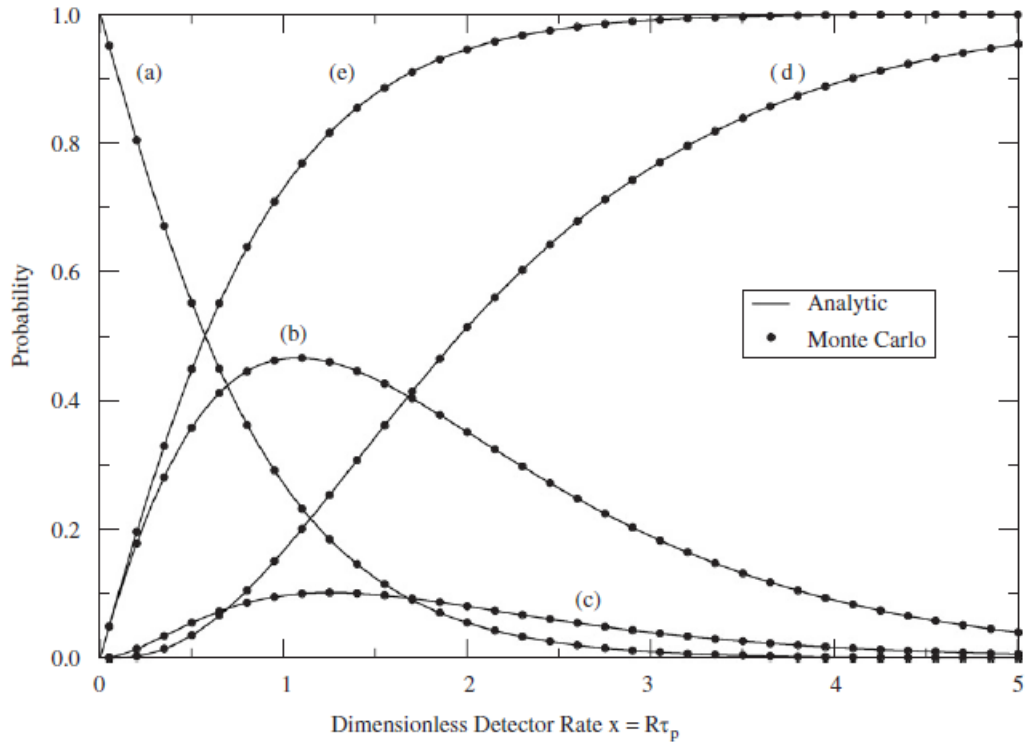


FIG. 3.6 – Le graphe présente la probabilité d’avoir un évènement d’empilement en fonction du taux de comptage. Les courbes présentent : (a) l’absence d’empilement, (b) la probabilité de post-empilement, (c) de pré-empilement, (d) de post- et de pré-empilement, et (e) la probabilité totale d’avoir un empilement [38].

probabilité d’empilement des signaux on peut optimiser le taux de comptage maximal admissible par l’amplificateur. On peut également réduire le temps de mise en forme du signal, en prenant garde à ce que cela ne dégrade pas la résolution. Lors des tests, avec un temps de mise en forme caractéristique de l’ordre de $3 \mu\text{s}$ et un taux de détection du rayonnement γ de l’ordre de 200 à 300 coups par seconde, la probabilité d’empilement n’était que de l’ordre de 0,2 %. La procédure de traitement des évènements d’empilement est décrite dans le paragraphe suivant.

3.4.4 Description de la chaîne électronique d’acquisition

La figure 3.7 décrit le principe de l’acquisition des données du détecteur HPGe au moyen d’une chaîne de modules électroniques.

Le préamplificateur intégré au détecteur HPGe délivre deux signaux analogiques identiques qui sont traités différemment : le « signal énergie » destiné à être codé en une valeur numérique fait l’objet d’une amplification et d’une mise en forme dans un module amplificateur et le « signal temps » est transformé en une impulsion logique dont le but premier est de déclencher l’acquisition et le codage du signal analogique.

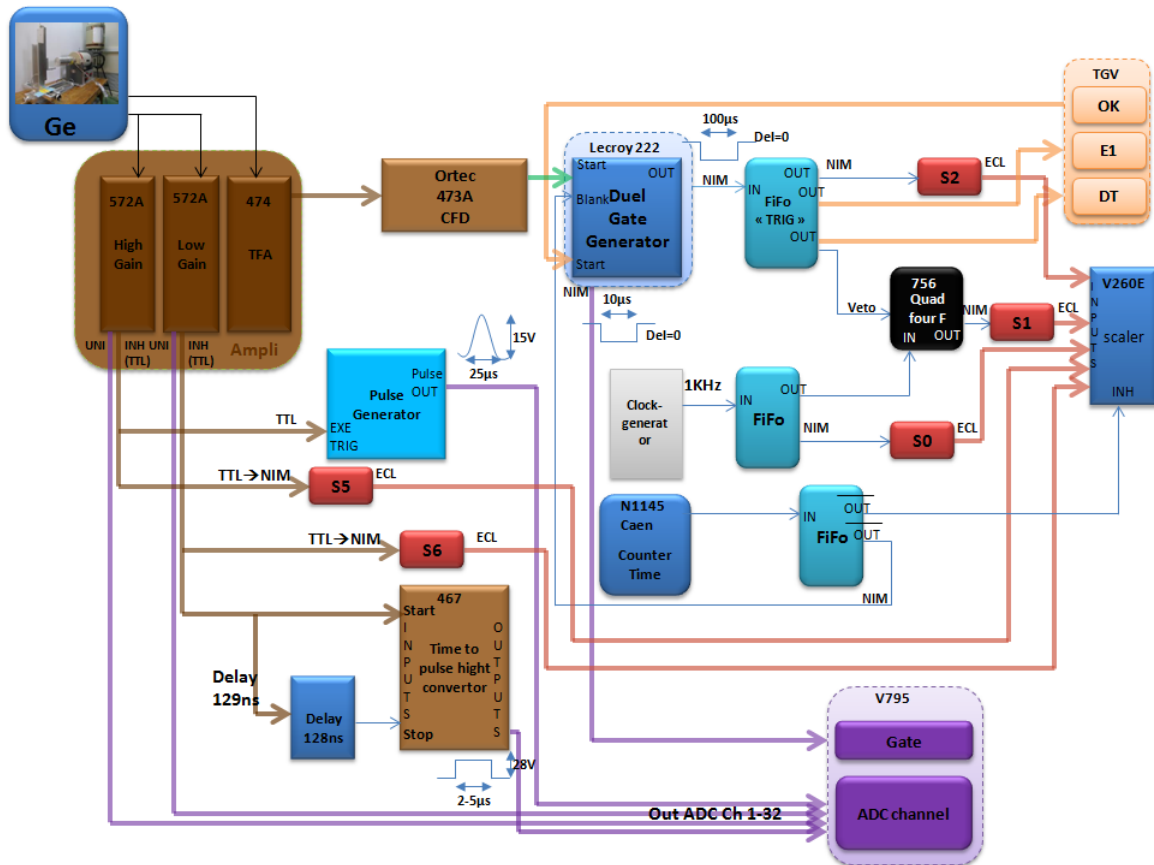


FIG. 3.7 – Le schéma présente la chaîne électronique d’acquisition et de traitement des signaux délivrés par le détecteur HPGe. Le code de couleur renvoie à la nature des signaux traités : analogiques en violet, logique en marron (TTL, ECL) et en bleu (NIM) et beige pour les signaux associés au module de déclenchement de l’acquisition TGV.

Traitement du signal analogique (voie « énergie ») :

Le signal analogique est divisé en deux signaux envoyés dans deux amplificateurs identiques (ORTEC 572A) offrant deux gains différents. Les signaux analogiques amplifiés délivrés par les sorties unipolaires des amplificateurs sont envoyés vers un module de conversion analogique-digital (ADC de type VME V795) où ils sont codés sur 4096 canaux. La gamme de codage des ADC couvre une plage en énergie du rayonnement γ détecté allant de 50 keV à 4 MeV.

Traitement du signal d’empilement :

Les deux amplificateurs sont dotés d’un système de détection d’empilement. Ils ont été réglés différemment vis-à-vis du seuil d’identification des événements d’empilement : pour le premier la détection est « automatique » au sens où le seuil est ajusté par le module lui-même. Pour le deuxième amplificateur, le seuil a été réglé manuellement afin de gagner en sensibilité. La détection d’un d’empilement se traduit par la délivrance d’un signal logique TTL au niveau de la sortie INHIBIT de l’amplificateur. Ce signal est divisé en deux

signaux identiques, l'un est converti en un signal logique ECL qui est envoyé à un module d'échelle pour être comptabilisé (SCALER, module VME V260E), l'autre est enregistré pour pouvoir visualiser le spectre en énergie des événements empilés. Le signal issu du premier amplificateur est converti en un signal analogique via un « Pulse Generator » puis envoyé ensuite vers l'ADC pour être codé. Le signal d'empilement issu du deuxième amplificateur est converti via un convertisseur temps-amplitude (TAC), avant d'être envoyé vers l'ADC. On pourra ainsi comparer deux méthodes distinctes d'enregistrement des événements d'empilement.

Traitement du signal logique (voie « temps ») :

Le signal temps est amplifié par un amplificateur rapide à filtre (TFA de type ORTEC 474) puis envoyé dans un discriminateur à fraction constante (CFD de type ORTEC 473A). Sur dépassement d'un seuil, un signal logique est généré qui est étendu au moyen d'un module générateur de porte logique (module LeCroy 222 N) sur une durée de 100 μ s avant d'être envoyé à l'entrée E1 du module de décision rapide TGV ainsi que vers une échelle de comptage. Si l'acquisition est disponible et non en temps mort (DT), le module TGV génère un signal logique (OK) associé à l'acceptation de l'événement détecté. L'acquisition sera ainsi bloquée tant que la voie E1 est indisponible, c'est-à-dire pendant 100 μ s. C'est le moyen par lequel est généré un temps mort fixe de 100 μ s pour l'acquisition, le temps réel moyen d'indisponibilité de l'acquisition du fait du traitement d'un événement étant en moyenne de l'ordre de quelques dizaines de μ s.

Le signal OK est lui-même étendu à 10 ou à 15 μ s au moyen d'un module générateur de fenêtre logique et sert de porte de codage à l'ADC. Cette largeur est optimisée en regard du temps de mise en forme du signal par l'amplificateur, réglé à 2 ou à 3 μ s. Le marquage en temps des événements détectés est réalisé au moyen de l'échelle de comptage qui intègre sur la durée de la mesure le nombre d'impulsions logiques générées par un module d'horloge à une fréquence de 1 kHz. La relecture de l'échelle de comptage événement par événement permet ainsi de repérer dans le temps, avec une précision de l'ordre de la milliseconde, les événements susceptibles d'avoir déclenché l'acquisition. Le signal du module d'horloge sert également à évaluer le temps mort de l'acquisition : une seconde voie de l'échelle de comptage comptabilise les impulsions de l'horloge seulement si l'acquisition est opérationnelle : dans le cas contraire, un signal de temps mort (DT) est envoyé par le module TGV pour bloquer le signal d'horloge au niveau d'un module de coïncidence (module Phillips Scientific 756). Le signal de déclenchement issu du module CFD ainsi que l'échelle de comptage sont débloqués en début de mesure et gelés à la fin au moyen d'un module d'horloge (module Counter time CAEN N1145).

3.5 Traitement des données

Afin de mesurer l'efficacité de détection, il faut déterminer le nombre de coups enregistrés dans les pics du spectre en énergie associé aux raies γ détectées. Cela nécessite l'élaboration d'une procédure d'ajustement adaptée des pics γ . Les différentes étapes du protocole d'analyse des données sont présentées dans ce qui suit.

3.5.1 Calcul de l'efficacité de détection

Rappelons que les détecteurs germanium ont une efficacité de détection qui dépend de l'énergie du rayonnement γ détecté. Il est donc important de connaître cette efficacité de détection avec une grande précision pour pouvoir ensuite remonter au nombre réel des γ émis à une énergie donnée. Cela va nous permettre de déterminer précisément les rapports d'embranchements dans la décroissance de ^{18}Ne . Les données d'entrées sont l'activité (A , ΔA) de la source utilisée ($760,7 \text{ Bq} \pm 0,8 \text{ Bq}$ pour la première source et $764,3 \pm 0,8 \text{ Bq}$ pour la deuxième source), la durée pendant laquelle la mesure est effectuée (T , ΔT) et les intensités absolues des raies gamma émises (BR , ΔBR). Dans le cas de la source de ^{60}Co les intensités absolues sont de $99,85 \% \pm 0,03 \%$ pour le pic à 1173 keV et $99,9826 \% \pm 0,0006 \%$ pour le pic à 1332 keV (voir la figure 3.2). L'incertitude relative sur le temps de mesure effectif de l'acquisition des données $\frac{\Delta T}{T}$, donnée par le constructeur du module d'horloge, est de 10^{-5} . Étant très largement inférieure à la précision recherchée, cette incertitude sera négligée dans le calcul de l'incertitude associée à l'efficacité de détection. Le nombre de rayons γ émis ($N_\gamma^e, \Delta N_\gamma^e$) est donné par :

$$N_\gamma^e = A \times T \times BR \quad (3.4)$$

et

$$\Delta N_\gamma^e = N_\gamma^e \sqrt{\frac{\Delta BR^2}{BR^2} + \frac{\Delta A^2}{A^2}} \quad (3.5)$$

Connaissant le nombre de rayons γ observés (N_γ^o , ΔN_γ^o), la correction de temps mort (DT), et la correction de rejet d'empilement (PU), il est possible de remonter au nombre réel des rayons γ détectés ($N_\gamma^d, \Delta N_\gamma^d$) et de calculer l'efficacité de détection du rayonnement γ et l'incertitude statistique associée ($\epsilon_\gamma, \Delta \epsilon_\gamma^{stat}$) :

$$N_\gamma^d = \frac{N_\gamma^o}{(1 - DT)(1 - PU)} \quad (3.6)$$

et

$$\Delta N_\gamma^d = \frac{\Delta N_\gamma^o}{[(1 - DT)(1 - PU)]^2} \quad (3.7)$$

d'où l'on déduit :

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma^d}{N_\gamma^e} = \frac{N_\gamma^o}{N_\gamma^e(1 - DT)(1 - PU)} \quad (3.8)$$

et

$$\Delta \epsilon_\gamma^{stat} = \epsilon_\gamma \sqrt{\left(\frac{\Delta N_\gamma^d}{N_\gamma^d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\gamma^e}{N_\gamma^e}\right)^2} \quad (3.9)$$

Le nombre de rayons γ observés est très inférieur au nombre des rayons émis. Il est en effet limité par l'angle solide de détection, le temps mort, l'empilement et la comptabilisation des seuls évènements de type photopic pour lesquels le rayonnement γ laisse toute son énergie dans le détecteur. Dans les paragraphes qui suivent, on va présenter la procédure d'ajustement des pics γ , et montrer comment ont été déterminés (N_γ^o , ΔN_γ^o) et les incertitudes systématiques sur l'efficacité de détection associées à la procédure d'ajustement.

3.5.2 Étalonnage en énergie du détecteur de haute précision

Dans ces tests l'amplitude du signal codé par l'ADC est linéairement proportionnelle à la valeur de l'énergie du rayonnement détecté. Il est donc possible de relier le nombre de canaux associés à l'amplitude du signal à la valeur de l'énergie du rayonnement détecté en utilisant une fonction affine :

$$\text{Energie} = a \times \text{canal} + b \quad (3.10)$$

L'étalonnage en énergie du détecteur germanium a été effectué en utilisant des pics associés au bruit de fond qui ont une énergie très bien connue tels que ceux issus de la décroissance de ^{40}K (1461 keV), à une source de ^{137}Cs (662 keV) située à proximité du dispositif expérimental au niveau d'une balise du Service de Protection contre les Rayonnement. La figure 3.8 montre le résultat de l'étalonnage pour les deux amplificateurs (A_1 correspond à l'amplificateur à seuil automatique et A_2 celui à seuil manuel). Le spectre étalonné en

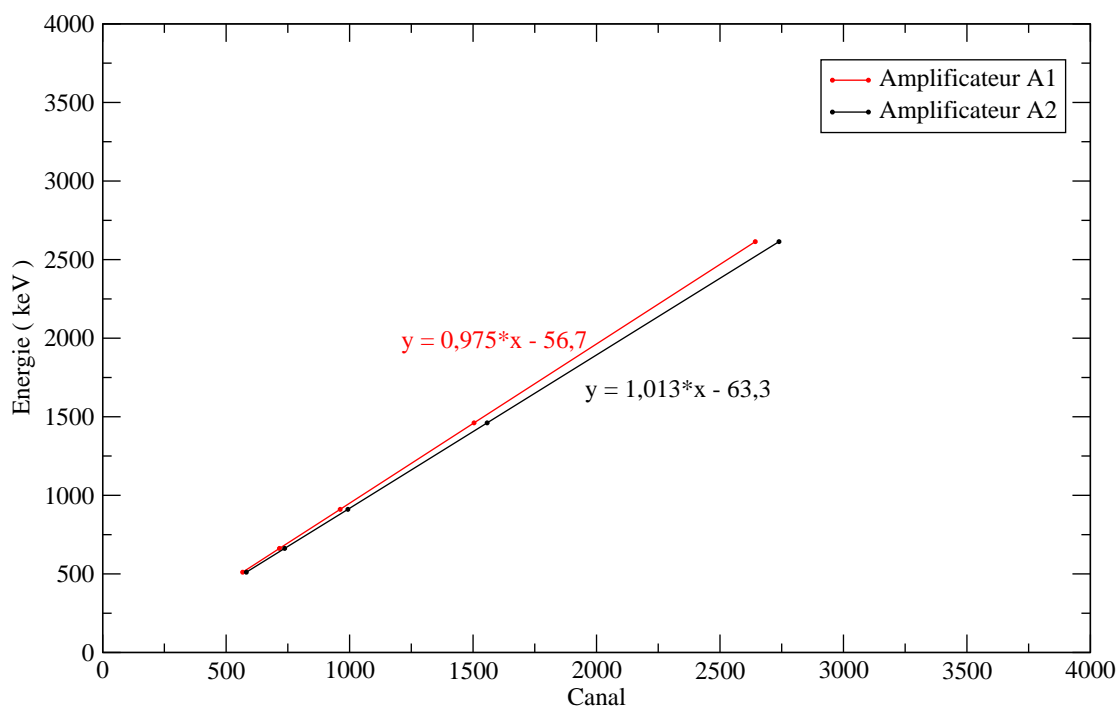


FIG. 3.8 – Résultat de l'étalonnage en énergie du détecteur germanium à partir des données issues des deux amplificateurs : à seuil automatique (A_1) et à seuil manuel (A_2).

énergie obtenu lors d'une des mesures d'efficacité réalisée avec une source de ^{60}Co est présenté dans la figure 3.9.

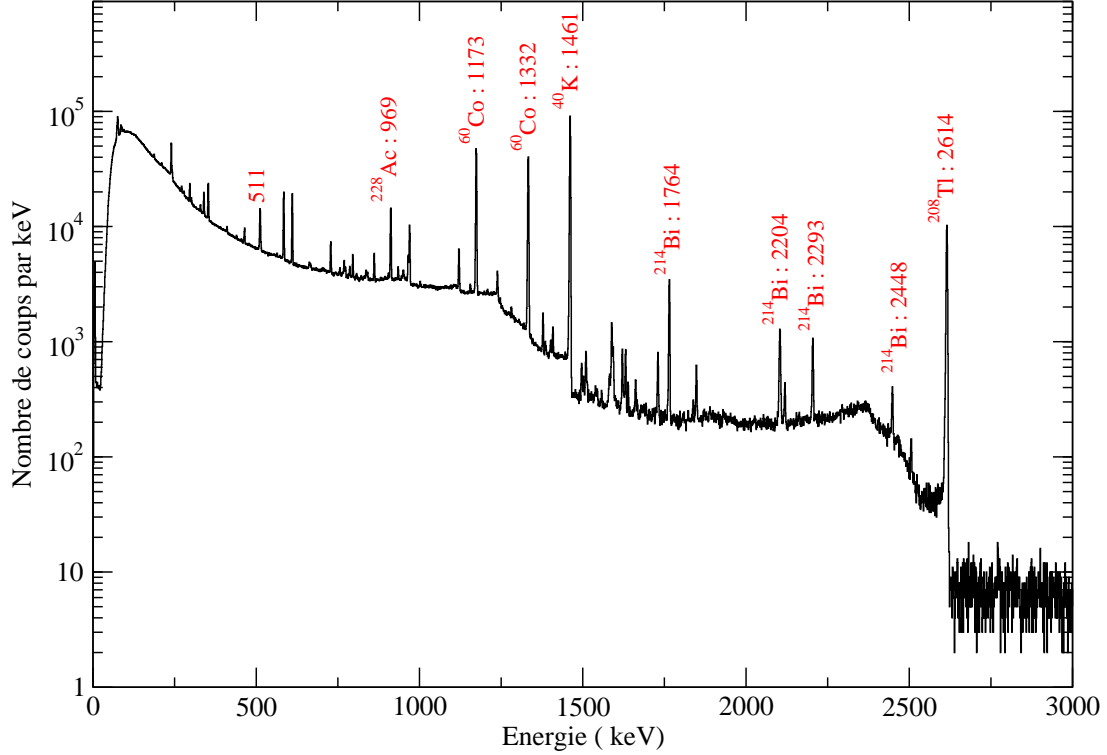


FIG. 3.9 – Exemple de spectre étalonné en énergie utilisé pour la mesure de l’efficacité du détecteur de haute précision : les raies γ les plus intenses sont associées à la décroissance de ^{60}Co (1173 keV et 1332 keV) et au bruit de fond (^{228}Ac , ^{40}K , ^{208}Tl) de la salle d’expérience.

3.5.3 Procédure d’ajustement des pics γ

Dans ce paragraphe on va définir la procédure d’ajustement des pics γ la mieux adaptée dans le but de déterminer l’efficacité du détecteur aux énergies caractéristiques du rayonnement γ émis par le ^{60}Co .

Fonction d’ajustement :

Le programme d’ajustement gf3 [52] est conçu principalement pour l’analyse des spectres de rayonnement γ à l’aide de détecteurs HPGe. Il permet d’ajuster jusqu’à 15 pics simultanément avec un bruit de fond simulé à l’aide d’une droite, d’un polynôme de degré deux ou bien d’une fonction en « marche d’escalier ». La fonction d’ajustement de chaque pic est composée de :

- une gaussienne : un photopic résulte d’une collection complète par le détecteur de la charge électrique associée à un événement photoélectrique, dont la valeur se distribue de manière gaussienne autour d’une valeur moyenne x_0 . L’écart type de la distribution gaussienne est le reflet de la résolution intrinsèque du détecteur et du

bruit électronique associé à la chaîne de traitement électronique du signal (depuis le préamplificateur de charge associé au détecteur jusqu'au module de codage),

$$Y_1(x) = \text{constante} \times e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.11)$$

- une gaussienne asymétrique : elle permet de reproduire une collection incomplète de la charge électrique dans le détecteur, une fraction de la charge étant piégée par des dislocations du réseau cristallin du détecteur. Elles peuvent être dues à des impuretés ou à des dommages causés par des neutrons par exemple. Si le détecteur était caractérisé par une résolution parfaite et si la chaîne électronique de traitement du signal du détecteur ne présentait pas de bruit, la partie gaussienne serait une fonction delta et la gaussienne asymétrique une traîne exponentielle à basse énergie. La gaussienne asymétrique est donnée par la fonction suivante :

$$Y_2(x) = \text{constante} \times e^{\frac{x-p}{\beta}} \times \text{ERFC} \left((x-p) \times \frac{\sqrt{4\ln(2)}}{W} + \frac{W}{\sqrt{(16\ln(2)) \times \beta}} \right) \quad (3.12)$$

avec ERFC : la fonction d'erreur complémentaire, x le numéro de canal, p le centre de la partie gaussienne de distribution, W la largeur à mi-hauteur de la partie gaussienne de la distribution et β la largeur de la traîne exponentielle,

- le bruit de fond associé à la détection de raies γ émises par l'environnement ainsi qu'aux événements de diffusion Compton est approximé par une droite de pente B sous le photopic :

$$Y_3(x) = A + B \times x \quad (3.13)$$

Ces trois composantes de la fonction d'ajustement sont illustrées dans la figure 3.10.

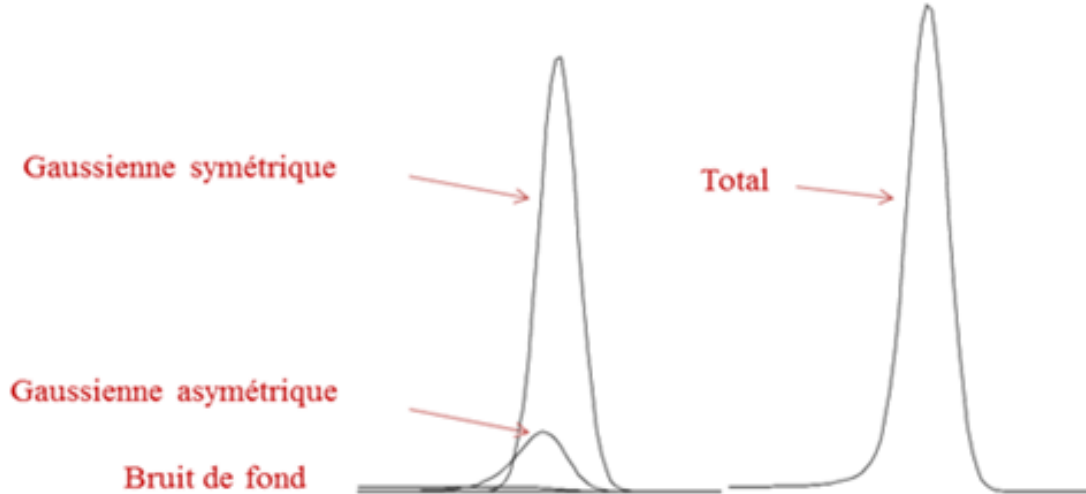


FIG. 3.10 – La figure présente les différentes composantes de l'ajustement d'un pic γ au moyen du programme gf3 : une gaussienne symétrique, une gaussienne asymétrique et le bruit de fond (une fonction en marche d'escalier dans cette illustration).

Dans le paragraphe qui suit on détaillera les différentes étapes permettant de trouver les valeurs les mieux appropriées des paramètres d'ajustement des pics.

Choix des paramètres d'ajustement :

Les paramètres libres de la fonction d'ajustement sont :

- la hauteur du pic H , sa largeur à mi-hauteur W et son centre p ,
- la hauteur de la gaussienne asymétrique par rapport au pic R ainsi que sa largeur β ,
- les paramètres de bruit de fond : une droite caractérisée par les coefficients A et B .

Les deux paramètres H et R sont fonctions des constantes apparaissant dans les équations 3.11 et 3.12. En libérant tous les paramètres à la fois, l'ajustement ne converge pas pour certains pic. Il faut donc fixer certains paramètres à des valeurs moyennes qui seront variables pour l'ajustement des deux pics γ associés à la décroissance de ^{60}Co . On ne peut pas fixer les paramètres décrivant le bruit de fond (A , B) ni les paramètres décrivant les pics (H , W , p) parce qu'ils dépendent de l'énergie et de l'intensité des pics. Les seuls paramètres que l'on peut fixer sont ainsi R et β , les paramètres décrivant la gaussienne asymétrique.

La première étape de l'ajustement consiste à déterminer des valeurs représentatives de ces deux paramètres, à fixer l'un et/ou l'autre, et à calculer ensuite les incertitudes systématiques associées à cette procédure. Pour cela on commence d'abord par sélectionner les pics du bruit de fond pour caractériser la réponse du détecteur sur une large gamme d'énergies. Comme on le voit dans la figure 3.11, la majorité des pics associés au bruit de fond présente une largeur à mi-hauteur raisonnable (entre 3 et 5 keV), qui en première approximation varie linéairement par rapport à l'énergie de la raie γ détectée [53]. Ce

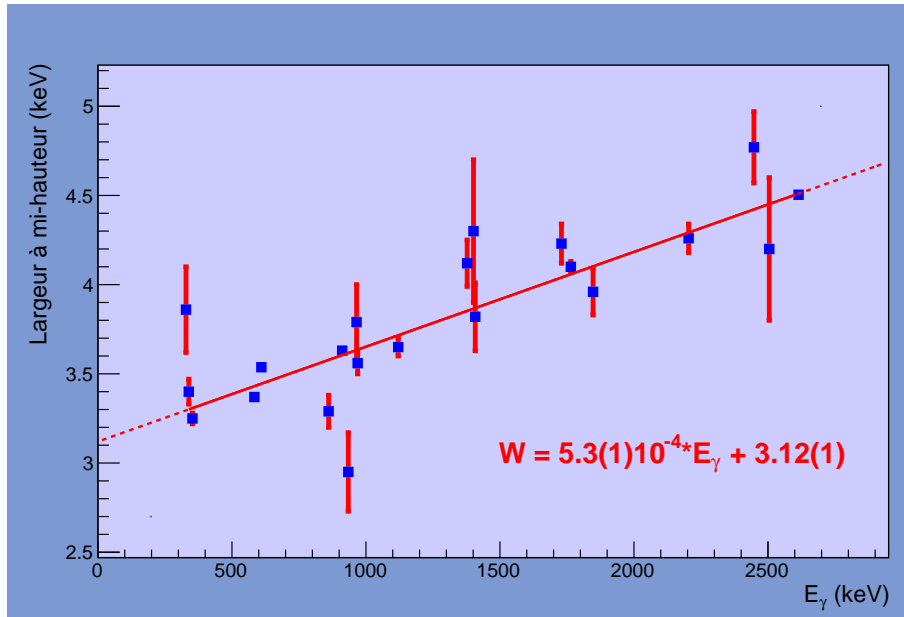


FIG. 3.11 – Variation en fonction de l'énergie de la largeur à mi-hauteur des pics associés au bruit de fond. La plupart des points se répartissent comme attendus suivant une droite.

test a été effectué pour toutes les données obtenues avec les deux amplificateurs afin de s'assurer que la résolution en énergie est restée la même pendant toute la durée du test. La largeur à mi-hauteur des pics étudiés (W) sera par la suite fixée suivant l'équation

obtenue avec l'ajustement des données sélectionnées :

$$W = 5,310^{-4} \times E_{\gamma} + 3,12 \text{ keV} \quad (3.14)$$

Choix du paramètre R : Parmi les pics de bruit de fond qui présentent une largeur à mi-hauteur acceptable, selon la figure 3.11, on a choisi ceux qui sont les plus intenses : les pics à 662 keV, 911 keV, 1461 keV et 2615 keV associés respectivement la décroissance de ^{137}Cs , ^{228}Ac , ^{40}K et ^{208}Tl . On fixe ensuite, pour les données issues des deux amplificateurs, certains des paramètres d'ajustement des pics : la largeur à mi-hauteur (obtenue d'après l'ajustement effectué précédemment) et la largeur de la gaussienne asymétrique β qui est arbitrairement fixée à 1 keV. La variation de R en fonction de l'énergie pour les données de l'amplificateur à seuil automatique de détection d'empilement est présentée dans la figure 3.12 pour une mesure donnée.

La figure montre que R augmente linéairement avec l'énergie du rayonnement γ détecté. Cette augmentation linéaire traduit un défaut de collection de charge proportionnel à la charge totale collectée. La même dépendance linéaire est obtenue pour les données issues de l'amplificateur pour lequel le mode de rejet d'empilement est opéré manuellement. Les valeurs de R obtenues pour les deux pics de ^{60}Co sont données dans le tableau 3.1.

Par la suite on a décidé de fixer R à une valeur moyenne arbitraire de 15 pour les deux pics observés dans la décroissance de ^{60}Co , indépendamment du mode de rejet d'empilement. Ce choix engendrera une incertitude systématique sur l'ajustement des pics que l'on va estimer ultérieurement.

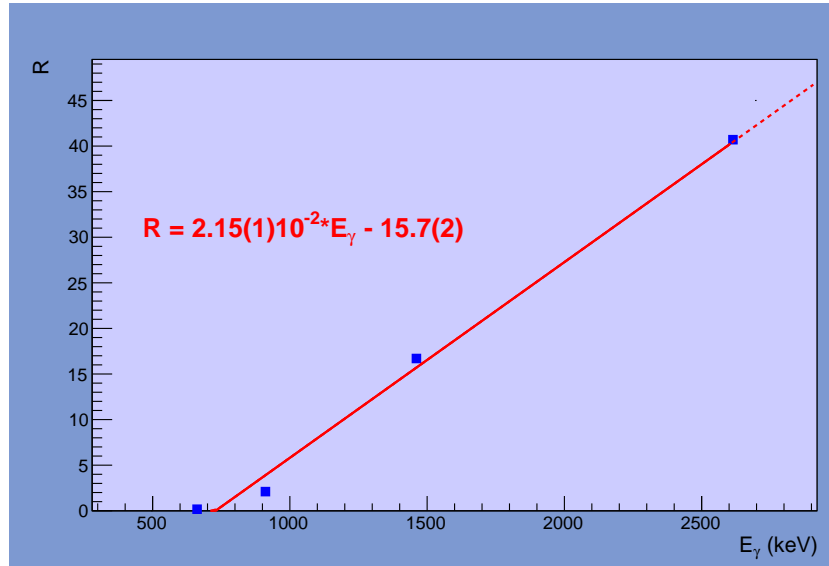


FIG. 3.12 – La figure présente pour les données prises avec l'amplificateur à seuil automatique de détection de l'empilement la variation de la hauteur de la gaussienne asymétrique (paramètre R) par rapport à la gaussienne symétrique pour les pics principaux associés à la décroissance de ^{137}Cs , ^{228}Ac , ^{40}K et ^{208}Tl . La largeur de la gaussienne asymétrique a été fixée arbitrairement à 1 keV et la largeur à mi-hauteur du pic total a été fixée suivant la valeur attendue d'après l'équation 3.14.

Amplificateur	R(1173 keV)	R(1332 keV)
A1	10	13
A2	14	17

TAB. 3.1 – Valeurs de la hauteur de la gaussienne asymétrique pour les deux pics observés dans la décroissance de ^{60}Co obtenues avec l’amplificateur à seuil automatique (A1) et manuel (A2).

Choix du paramètre β : Pour étudier l’influence du paramètre β , on fixe pour les mêmes pics de bruit de fond associés à ^{137}Cs , ^{228}Ac et ^{208}Tl , le paramètre R à 15 et la largeur à mi-hauteur des pics d’après l’équation 3.14. La variation de β en fonction de l’énergie pour les données de l’amplificateur à seuil automatique de détection d’empilement est présentée dans la figure 3.13 pour une mesure donnée.

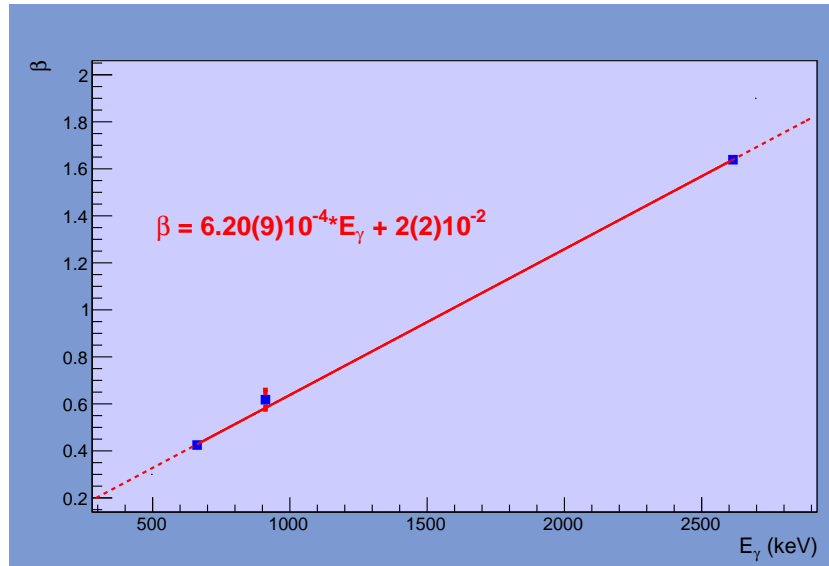


FIG. 3.13 – Variation de la largeur de la gaussienne asymétrique β en fonction de l’énergie pour les trois pics de bruit de fond les plus intenses associés à ^{137}Cs , ^{228}Ac et ^{208}Tl , pour une mesure donnée. La hauteur de la gaussienne asymétrique par rapport à la gaussienne symétrique est fixée arbitrairement à 15.

Les valeurs de la largeur de la gaussienne asymétrique pour les deux amplificateurs sont données dans le tableau 3.2. Elles sont proches de 1 keV. Une dépendance linéaire de β en fonction de l’énergie est attendue du fait de la forte corrélation entre la largeur de la gaussienne asymétrique et de sa hauteur R . C’est ce qui apparaît dans la figure 3.14, qui montre la variation de β en fonction de l’énergie pour trois valeurs différentes de R , fixé à 1, 10 et 20 pour les pics associés au bruit de fond considérés précédemment. La figure 3.14 montre que la valeur de β à une énergie donnée dépend de la valeur de R choisie, par exemple pour une énergie de 2500 keV, la valeur de β varie d’un facteur 7 suivant que R est fixé à 1 ou à 20. Du fait de la forte corrélation entre R et β , on ne peut ni les libérer ni les fixer simultanément lors de l’ajustement. Compte tenu des résultats

Amplificateur	β (1173 keV)	β (1332 keV)
A1	0,7	0,8
A2	0,7	0,8

TAB. 3.2 – Valeurs en keV de la largeur de la gaussienne asymétrique pour les deux pics de ^{60}Co obtenues avec l’amplificateur à seuil automatique (A1) et manuel (A2).

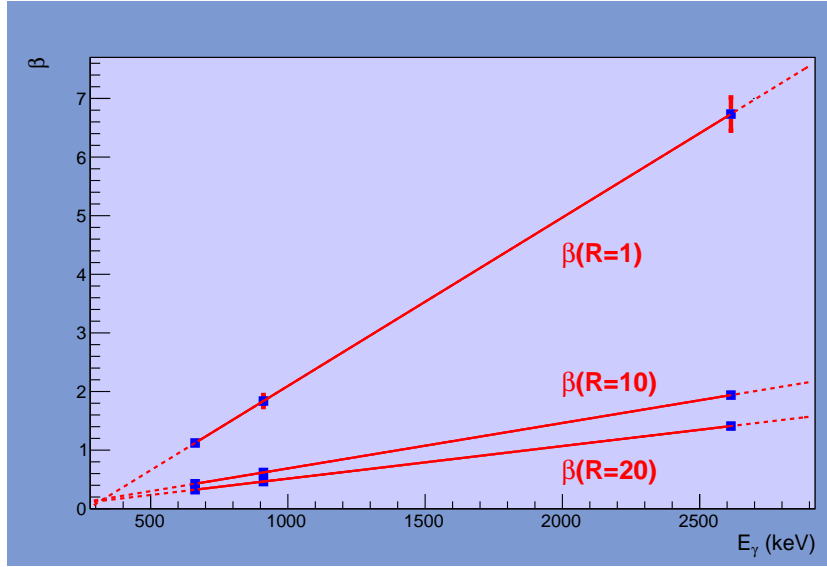


FIG. 3.14 – La variation de la largeur de la gaussienne asymétrique pour les trois pics associés à la décroissance de ^{137}Cs , ^{228}Ac et ^{208}Tl et pour trois valeurs différentes de R : 1, 10 et 20.

obtenus et pour optimiser l’ajustement on a décidé de fixer R à la valeur de 15 et de libérer β lors des ajustements des photopics.

3.5.4 Choix du meilleur jeu de données pour le calcul de l’efficacité

Comme mentionné auparavant, on a utilisé deux sources de ^{60}Co d’activités différentes. 7 mesures ont été réalisées avec la première source et 8 avec la deuxième. Trois valeurs différentes de temps de mise en forme de 2, 3 et 6 μs ont été testées. Enfin, deux méthodes manuelle et automatique de détection des événements empilés ont été comparées. En guise d’illustration, les valeurs moyennes des efficacités de détection obtenues pour les deux énergies caractéristiques de la décroissance de ^{60}Co à partir des mesures effectuées avec la deuxième source, un temps de mise en forme de 2 μs et le mode manuel de détection de l’empilement sont présentées dans la figure 3.15.

Le tableau 3.3 présente la moyenne des efficacités obtenues avec les incertitudes statistiques associées pour les mesures réalisées avec les deux sources (501A et 502A) dans les mêmes conditions expérimentales, soit un temps de mise en forme de 2 μs et un réglage manuel du seuil de détection des événements empilés. Les différentes mesures ont été

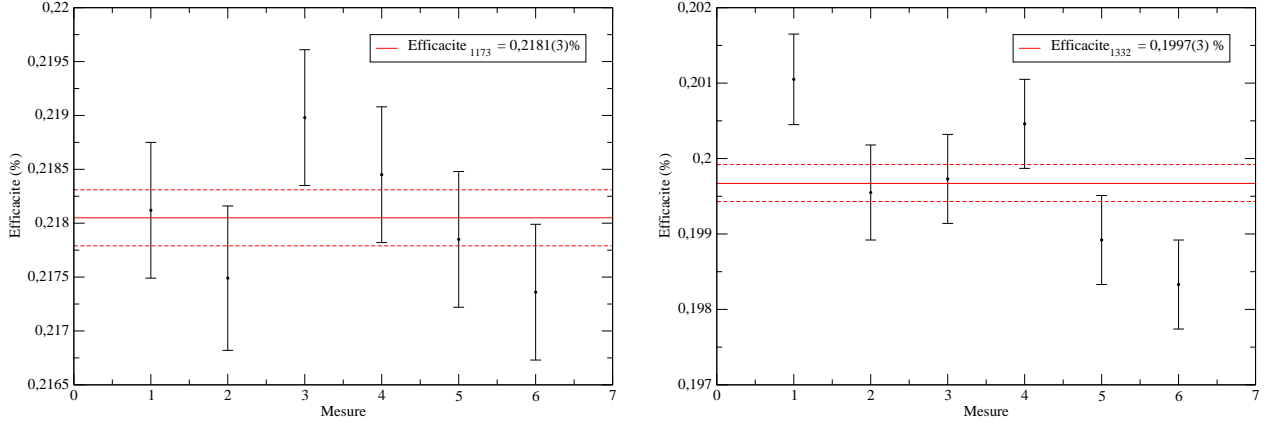


FIG. 3.15 – La figure présente, à gauche l’efficacité de détection du détecteur HPGe à 1173 keV et à droite celle à 1332 keV, pour les 6 mesures effectuées avec la deuxième source (502A), un temps de mise en forme de 2 μ s et le mode manuel de détection de l’empilement.

analysées suivant le même protocole, c’est-à-dire en utilisant une valeur fixe de $R = 15$, en libérant le paramètre β , et en choisissant un intervalle d’ajustement de 80 keV centré sur les deux pics d’intérêt à 1173 et 1332 keV. On voit que les résultats obtenus avec

Source	E_γ (keV)	ϵ_γ (%)	χ^2/ν
501A	1173	0,21767(36)	4,6
	1332	0,20019(33)	5,4
502A	1173	0,21805(26)	0,9
	1332	0,19967(24)	2,8

TAB. 3.3 – Valeurs de l’efficacité de détection obtenues pour les deux énergies caractéristiques des raies γ émises dans la décroissance de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) avec les deux sources 501A et 502A utilisées dans les mêmes conditions.

les deux sources dans des conditions identiques de mesure et d’analyse des données sont compatibles entre elles, ce qui permet de déterminer une valeur moyenne de l’efficacité de détection aux énergies caractéristiques de la décroissance de ^{60}Co , ainsi que l’incertitude statistique associée :

$$\epsilon_{1173} = 0,21792(21)_{stat} \%$$

$$\text{et } \epsilon_{1332} = 0,19985(19)_{stat} \%$$

Dans la suite des analyses, on a choisi de ne considérer que les données issues de l’amplificateur à seuil manuel (A2) de détection de l’empilement car il offre un meilleur contrôle vis-à-vis de l’identification des événements empilés [38]. C’est le mode de détection de l’empilement que l’on choisira pour la réalisation de l’expérience E622S. Les données issues de l’amplificateur à seuil automatique (A1) vont nous servir à évaluer l’incertitude systématique associée au choix du mode de détection de l’empilement. De la même

manière, on a choisi de ne considérer par la suite que les données obtenues avec un temps de mise en forme de 2 μs parce d'une part on ne gagne rien en résolution en énergie des pics avec un temps de mise en forme de 3 μs et que d'autre part ce choix minimise la probabilité d'empilement. Le même choix a été fait lors de la mesure de la décroissance de ^{18}Ne lors de l'expérience E622S. Néanmoins, on évaluera ci-dessous l'incertitude systématique associée à ce choix.

3.5.5 Incertitude systématique totale

Dans ce paragraphe, en plus de l'incertitude systématique sur l'efficacité de détection de 0,1 % induite par la précision sur la distance source-détecteur (100 μm), on va estimer les autres incertitudes systématiques sur l'efficacité de détection. Elle sont associées : au choix du temps de mise en forme du signal, au choix du mode de détection de l'empilement et à la procédure d'ajustement.

Incertitude systématique sur le temps de mise en forme :

Parmi les 8 mesures effectuées avec la deuxième source 502A, 6 ont été réalisées avec un temps de mise en forme de 2 μs et 2 avec un temps de mise en forme de 3 μs . Le tableau 3.4 donne la valeur moyenne des efficacités obtenues pour la source 502A avec l'amplificateur à seuil manuel pour les deux temps de mise en forme et pour les deux raies émises dans la décroissance de ^{60}Co . Les deux dernières lignes du tableau donnent les moyennes obtenues pour les temps de mise en forme de 2 et 3 μs pondérées par les incertitudes statistiques associées aux valeurs moyennes obtenues pour chacun des temps de mise en forme. Les χ^2 réduits associés à ces valeurs moyennes sont également donnés.

$E_\gamma(\text{keV})$	$\tau(\mu\text{s})$	$\epsilon_\gamma (\%)$	χ^2/ν
1173	2	0,21792(21)	0,7
	3	0,21900(45)	0,4
1332	2	0,19985(19)	1,6
	3	0,19972(42)	0,5
1173	< 2, 3 >	0,21811(19)	4,7
1332	< 2, 3 >	0,19983(17)	0,1

TAB. 3.4 – Valeurs de l'efficacité de détection pour les deux énergies caractéristiques des raies γ de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) pour deux temps de mise en forme différents : 2 μs et 3 μs . Les deux dernières lignes donnent les valeurs moyennes obtenues pour les deux temps de mise en forme.

L'incertitude systématique associée au choix final du temps de mise en forme de 2 μs , $\Delta\epsilon_\tau$, est évaluée comme au chapitre précédent en considérant le produit de l'incertitude statistique associée à la valeur moyenne obtenue avec les deux temps de mise en forme et de la racine carrée du χ^2 réduit le plus grand obtenu sur les valeurs moyennes aux différentes énergies : $\Delta\epsilon_\tau = 2 \times 10^{-4} \times \sqrt{4,7} = 4 \times 10^{-4} \%$ pour les deux énergies de 1173 et 1332 keV. On peut noter qu'elle est du même ordre que l'incertitude statistique obtenue sur les mesures individuelles effectuées avec les deux temps de mise en forme.

Incertitude systématique sur le mode de détection de l'empilement :

L'incertitude systématique sur le choix du mode de rejet de l'empilement est donnée par la différence la plus grande obtenue entre les efficacités à une énergie donnée pour les deux modes manuel et automatique de détection des évènements empilés. Le jeu de données analysé est le même pour les deux modes de détection de l'empilement : il s'agit des 6 mesures réalisées avec la seconde source et un temps de mise en forme du signal de 2 μ s. Comme le montre le tableau 3.5, la valeur obtenue, $\Delta\epsilon_{PU}$, est de l'ordre de 1×10^{-4} %. Cette incertitude est très faible, ce qui reflète la petitesse de la correction d'empilement due au faible taux de comptage, l'activité des sources radioactives utilisées étant de l'ordre de 800 Bq.

E_γ (keV)	Détection de l'empilement	ϵ_γ (%)
1173	A1	0,21799(26)
	A2	0,21792(21)
1332	A1	0,19966(24)
	A2	0,19985(19)

TAB. 3.5 – Valeurs de l'efficacité de détection pour les deux énergies caractéristiques des raies γ de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) obtenues avec la seconde source et un temps de mise en forme de 2 μ s pour deux modes de détection de l'empilement : le mode manuel, A1 et le mode automatique, A2.

Incertitude systématique associée à la fonction d'ajustement :

L'incertitude systématique associée au choix de la fonction d'ajustement est la somme quadratique de l'incertitude associée au choix de la valeur à laquelle le paramètre R est fixé et de l'incertitude associée au choix de l'intervalle d'ajustement.

Incertitude sur le choix de R : Pour la gamme d'énergie considérée, la valeur de R est comprise entre 10 et 20 (figure 3.12), et on a choisi de la fixer arbitrairement à $R = 15$. L'incertitude systématique associée à ce choix, $\Delta\epsilon_R$, est donnée par la valeur maximale de la valeur moyenne obtenue sur les différences d'efficacités obtenues en fixant R à 10 et à 15 d'une part, puis R à 15 et 20 d'autre part. Les pics à 1173 et à 1332 keV obtenus lors des six mesures effectuées avec un seuil manuel de détection de l'empilement et un temps de mise en forme de 2 μ s ont été ainsi ajustés en fixant R à 10, 15 et 20. La valeur de $\Delta\epsilon_R$ déduite des valeurs moyennes d'efficacités obtenues aux deux énergies est de 2×10^{-4} %. Elle est inférieure à l'incertitude statistique, ce qui montre bien que le choix arbitraire de fixer R à 15 n'est pas d'une grande influence sur la précision de l'efficacité déduite de l'ajustement.

Incertitude sur le choix des limites de l'ajustement : Pour tous les ajustements réalisés jusqu'ici, le bruit de fond est décrit par une fonction linéaire dans un intervalle de 80 keV centré sur le pic ajusté. Ce choix de l'intervalle est généralement contraint par

l'allure du bruit de fond, comme l'illustre la figure 3.16 qui montre l'existence de pics de bruit de fond associés à la décroissance de ^{214}Bi à des énergies proches de celles des pics associés à ^{60}Co (1120 keV, 1155 keV, 1281 keV et 1378 keV). L'incertitude systématique

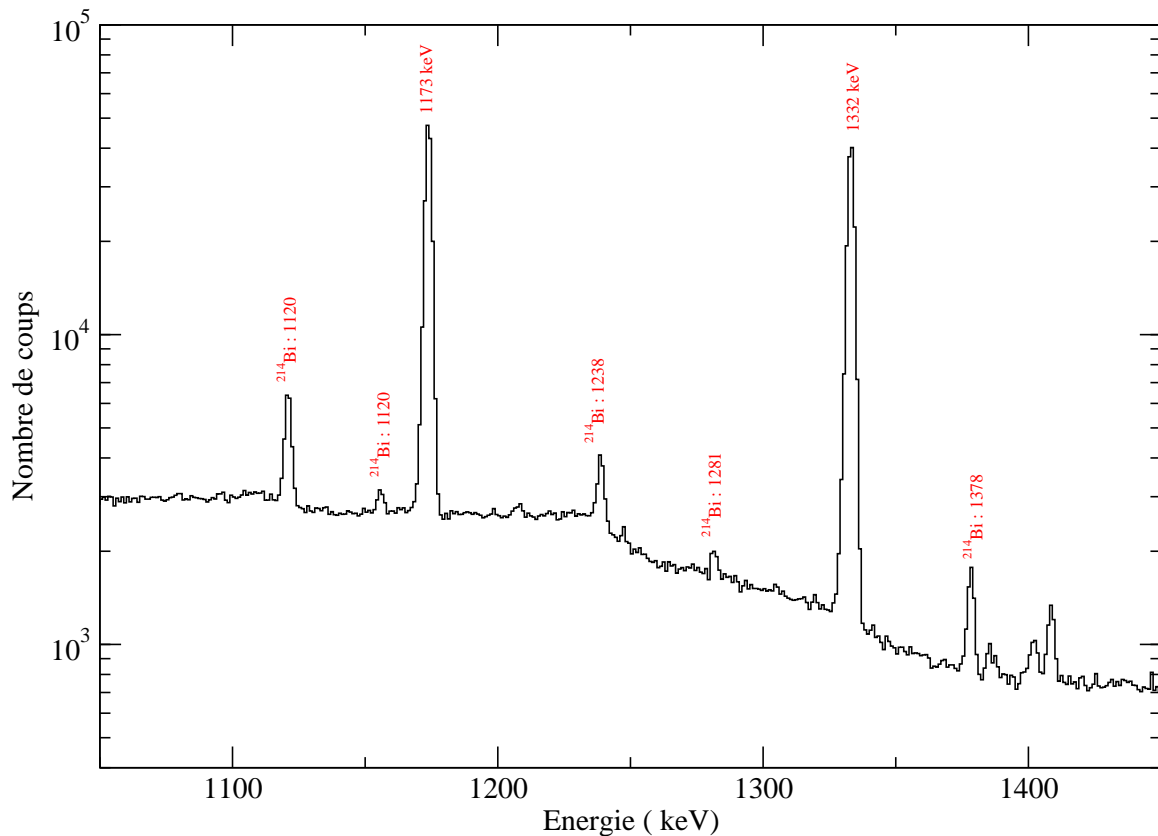


FIG. 3.16 – Pics caractéristiques de la décroissance de ^{60}Co (1173 keV et 1332 keV) et les pics du bruit de fond (^{214}Bi) visibles à proximité.

associée à l'intervalle d'ajustement, $\Delta\epsilon_{inter}$, est donnée pour chaque énergie par la valeur moyenne des différences entre les efficacités déterminées à partir d'un ajustement avec un intervalle de 80 keV (pas de pics de bruit de fond) et de 120 keV (prise en compte des pics du bruit de fond compris dans l'intervalle d'ajustement).

La figure 3.17 montre les deux ajustements réalisés avec des intervalles d'ajustement de 80 et de 120 keV pour le pic à 1173 keV lors d'une mesure de l'efficacité réalisée avec un temps de mise en forme de 2 μs et une détection manuelle de l'empilement. Les efficacités obtenues dans ces conditions sont respectivement de 0,2181 (6) % et de 0,2179 (6) % pour les intervalles de 80 et 120 keV autour du pic, soit une différence d'efficacité de 2×10^{-4} %. C'est également la valeur moyenne obtenue sur les 10 mesures pour les deux pics et on a finalement : $\Delta\epsilon_{inter} = 2 \times 10^{-4}$ %.

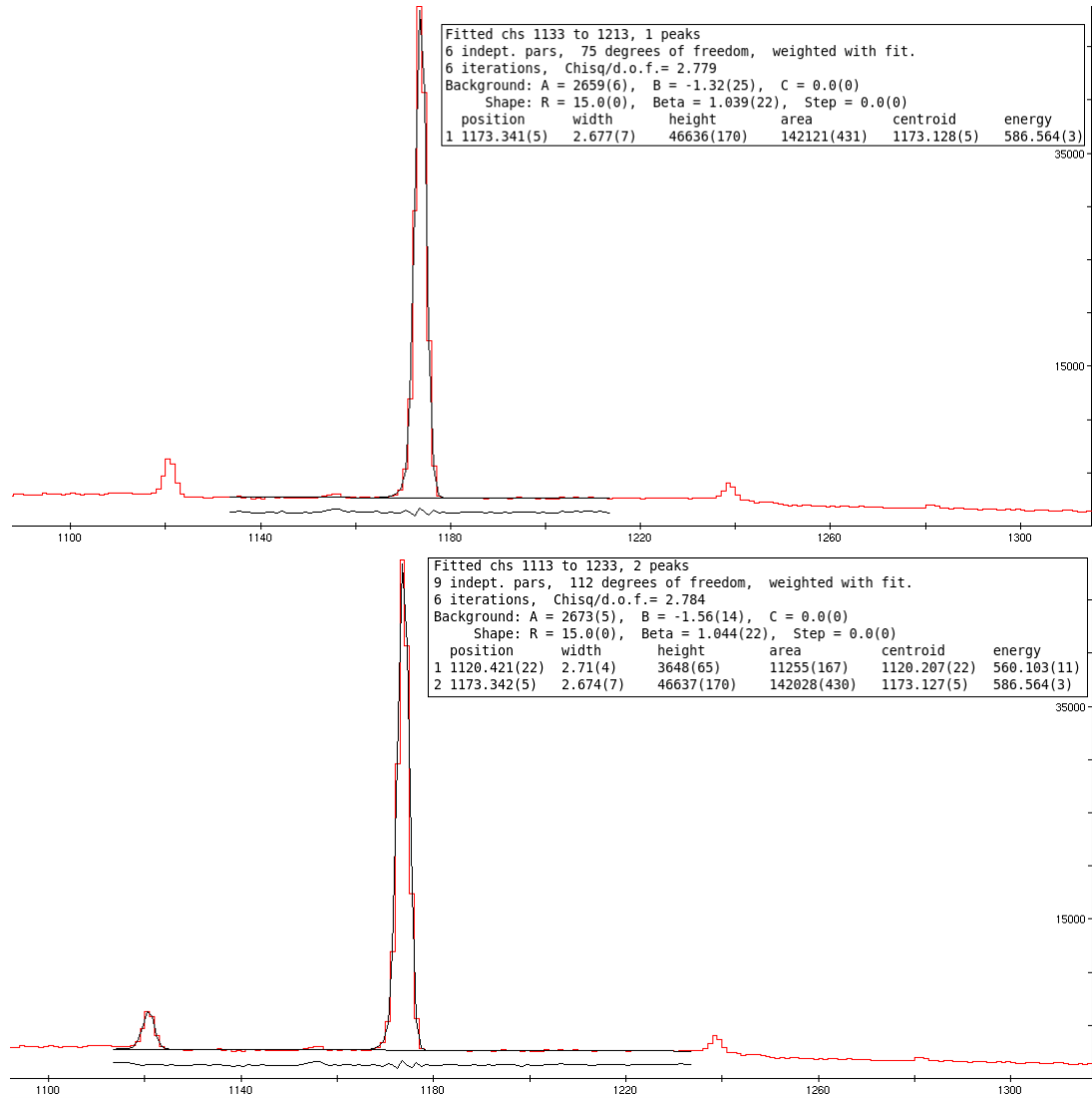


FIG. 3.17 – La figure du haut présente l’ajustement du pic à 1173 keV effectué à l’aide de gf3 pour une mesure donnée avec un intervalle d’ajustement de 80 keV centré autour de pic. La ligne discontinue en dessous de l’intervalle d’ajustement représente les résidus obtenus. La figure du bas montre le résultat du même ajustement effectué en considérant un intervalle de 120 keV autour du pic. Les encadrés donnent les paramètres des ajustements. On voit en particulier que le bruit de fond est simulé à l’aide d’une droite et que le paramètre R est fixé à 15.

3.5.6 Résultat final

Le tableau 3.6 présente la liste des mesures effectuées lors de ces tests et récapitule les corrections de temps mort, d’empilement et les incertitudes systématiques associées à chaque mesure réalisée avec un temps de mise en forme de 2 μ s et un seuil manuel de détection de l’empilement. Les différentes sources d’incertitudes systématiques étant indépendantes les unes des autres, l’incertitude systématique totale est donnée par la

racine carrée de leur somme quadratique :

$$\Delta\epsilon_{\gamma}^{syst} = \sqrt{\Delta\epsilon_R^2 + \Delta\epsilon_{inter}^2 + \Delta\epsilon_{dist}^2 + \Delta\epsilon_{PU}^2 + \Delta\epsilon_{\tau}^2} \quad (3.15)$$

Cette incertitude systématique est largement dominée par celle associée au choix du temps de mise en forme ($\Delta\epsilon_{\tau} = 5 \times 10^{-4} \%$) et elle vaut pour les deux énergies $\Delta\epsilon^{syst} = 5 \times 10^{-4} \%$. En combinant les incertitudes systématiques et statistiques, les efficacités moyennes obtenues sur l'ensemble des mesures sont finalement :

$$\begin{aligned} \epsilon_{1173} &= 0,2179(2)_{stat}(5)_{syst} = 0,2179(5) \% \\ \text{et } \epsilon_{1332} &= 0,1999(2)_{stat}(5)_{syst} = 0,1999(5) \% \end{aligned}$$

La précision obtenue sur les efficacités déterminées est de l'ordre de 0,3 %, c'est-à-dire voisine de la précision recherchée sur la mesure du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne . Le même jeu de données a été analysé indépendamment par le groupe Noyaux Exotiques du CENBG, qui a caractérisé l'efficacité du détecteur à différentes énergies au moyen d'un protocole d'analyse similaire [49]. Les données issues de deux sources ont été combinées ensuite à des données similaires issues d'une troisième source de ^{60}Co qui se trouve au CENBG et dont l'activité est connue avec la même précision. Les valeurs des efficacités présentent une incertitude totale inférieure à 0,2 %. Elles valent [49] :

$$\begin{aligned} \epsilon_{1173} &= 0,2177(4) \% \\ \text{et } \epsilon_{1332} &= 0,1996(3) \% \end{aligned}$$

Les efficacités obtenues dans les deux analyses sont ainsi identiques aux incertitudes près. L'incertitude systématique obtenue dans ce travail est plus grande du fait de la prise en compte de l'incertitude systématique associée au choix du temps de mise en forme de l'amplificateur qui est du même ordre de grandeur que l'incertitude statistique.

3.6 Conclusion

Les tests réalisés avec des sources de ^{60}Co dans la station d'identification de SPIRAL ont permis de mettre au point une chaîne électronique d'acquisition des données et d'élaborer un protocole d'analyse des pics γ observés au moyen du détecteur HPGe de haute précision en efficacité du CENBG. On a notamment validé le choix d'une fonction d'ajustement des pics γ caractérisée par une traîne à basse énergie. On a mesuré l'efficacité de détection ϵ_{γ} du détecteur du CENBG aux énergies des raies γ émises par une source de ^{60}Co dont l'activité était connue à 0,1 % près. On a finalement déterminé les incertitudes systématiques de l'efficacité de détection associées à la définition de la fonction d'ajustement, au choix du temps de mise en forme, du mode de détection des événements d'empilement et de l'intervalle d'ajustement.

Des mesures similaires réalisées avec un grand nombre de sources radioactives ont permis de déterminer l'efficacité relative de détection entre 30 keV et 3,4 MeV. En utilisant les efficacités absolues de détection à 1173 keV et 1332 keV obtenues à l'aide des sources de ^{60}Co , l'efficacité absolue de détection entre 30 keV et 3,4 MeV a pu être comparée avec des simulations réalisées à l'aide des codes CYLTRAN et Geant4. La figure 3.18 présente à titre d'exemple la courbe d'efficacité absolue de détection γ en fonction de l'énergie dans

des conditions similaires à celle du test pour une distance source-détecteur de 15 cm.

L'efficacité du détecteur est maintenant connue avec une précision de 0,15 % pour des énergies comprises entre 100 keV et 3,4 MeV et avec une précision de 0,5 % pour les énergies inférieures à 100 keV [49]. L'efficacité de détection à une énergie donnée est déduite d'une simulation prenant en compte le schéma de décroissance complet du noyau radioactif d'intérêt et l'influence de l'environnement du détecteur. C'est ainsi que sera déterminée (voir le chapitre suivant) l'efficacité absolue de détection de la raie à 1042 keV observée lors de l'expérience E622S portant sur la mesure du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne .

Mesure	Énergie (keV)	N_γ^o	PU	DT	$\epsilon_\gamma(\%)$	$\Delta\epsilon^{stat}(\%)$	$\Delta\epsilon_R(\%)$	$\Delta\epsilon_{inter}(\%)$	$\Delta\epsilon_{PU}(\%)$	$\Delta\epsilon_\tau^{sys}(\%)$	$\Delta\epsilon_{dist}(\%)$
1	1173	141784	0,0019	0,0223	0,2181	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130864	0,0019	0,0223	0,2011	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
2	1173	122543	0,0019	0,0223	0,2175	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	112585	0,0019	0,0223	0,1996	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
3	1173	142255	0,0020	0,0221	0,2190	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	129921	0,0020	0,0221	0,1997	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
4	1173	141865	0,0020	0,0220	0,2185	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130358	0,0020	0,0220	0,2005	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
5	1173	142406	0,0020	0,0221	0,2179	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130204	0,0020	0,0221	0,1989	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
6	1173	142043	0,0020	0,0221	0,2174	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	129780	0,0020	0,0221	0,1983	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
7	1173	141215	0,0020	0,0264	0,2183	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130275	0,0020	0,0264	0,2014	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
8	1173	141909	0,0025	0,0161	0,2159	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130869	0,0025	0,0161	0,1992	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
9	1173	142333	0,0021	0,0251	0,2170	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130252	0,0021	0,0251	0,1986	0,0006	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
10	1173	141927	0,0018	0,0251	0,2194	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001
	1332	130392	0,0018	0,0251	0,2016	0,0007	0,0002	0,0002	0,0001	0,0005	0,0001

TAB. 3.6 – Le tableau présente pour les mesures effectuées avec un temps de mise en forme de 2 μ s et un seuil manuel de détection de l'empilement, le nombre de coups mesurés dans les deux pics associés à la décroissance de ^{60}Co ainsi que les corrections d'empilement (PU) et de temps mort (DT) associées. Le tableau donne les valeurs des efficacités déduites, l'incertitude statistique ainsi que les valeurs des différentes incertitudes systématiques associées.

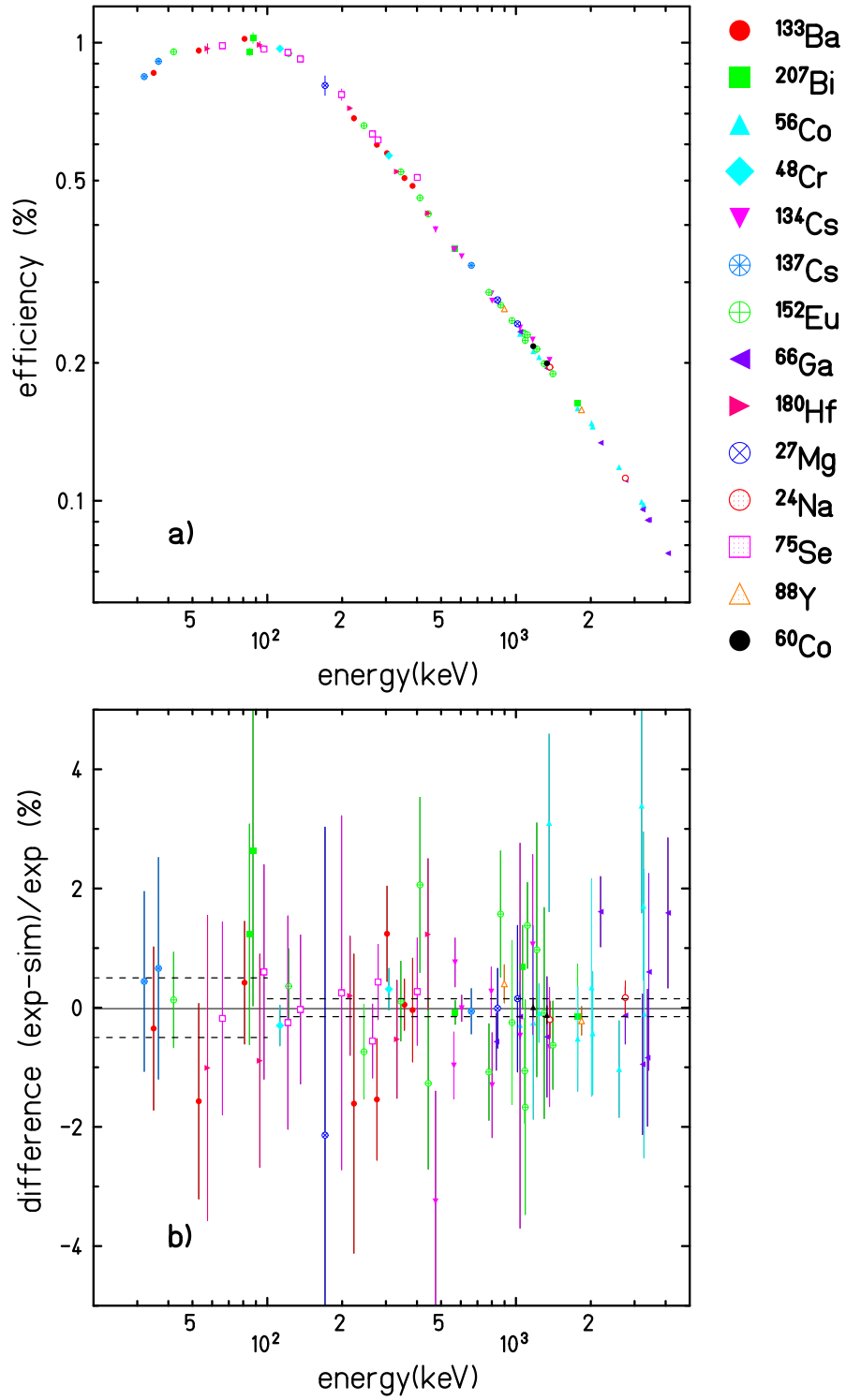


FIG. 3.18 – La partie haute de la figure (a)) montre la courbe d'efficacité absolue obtenue à une distance de 15 cm entre la source et le détecteur déterminée à partir de différentes sources radioactives. La partie basse de la figure (b)) présente une comparaison entre les efficacités mesurées en source et les valeurs d'efficacité obtenues à l'aide du code de simulation Cyltran [49].

Chapitre 4

Mesure du rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ dans la décroissance de ^{18}Ne

Ce dernier chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la décroissance β^+ de ^{18}Ne . Comme mentionné à la fin du premier chapitre, le ^{18}Ne est un noyau radioactif idéal pour tester les prédictions du Modèle Standard à basse énergie. Dans la première partie de ce chapitre on décrit brièvement le GANIL, l'installation SPIRAL et sa station d'identification. On décrit dans une deuxième partie le dispositif expérimental mis en œuvre pour l'expérience E622S, réalisée dans le but de mesurer le rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne . Les parties suivantes présentent l'analyse des données expérimentales. Ce chapitre s'achève par une analyse des résultats obtenus.

4.1 L'installation SPIRAL

L'installation SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne) délivre depuis 2001 des faisceaux d'ions radioactifs produits par la méthode ISOL (Isotopic Separation On Line), offrant ainsi une alternative à la production « en vol » de faisceaux d'ions radioactifs. La mise en œuvre de la technique ISOL nécessite l'utilisation de faisceaux d'ions stables très intenses et de haute énergie, fournis par les accélérateurs d'ions du GANIL.

4.1.1 Production et accélération de faisceaux d'ions stables au GANIL

Deux sources d'ions à résonance cyclotronique électronique (ECR) fournissent des faisceaux d'ions stables multichargés mis en paquets à l'aide de « regroupeurs ». Après accélération dans un premier cyclotron compact (C01 ou C02) le faisceau est envoyé vers deux Cyclotrons à Secteurs Séparés CSS1 et CSS2 identiques permettant une double accélération des ions, voir la figure 4.1. A la sortie de CSS1 l'énergie caractéristique des

ions est de 10 MeV/A et elle est au plus de 95 MeV/A à la sortie de CSS2. Le faisceau est ensuite soit envoyé dans les salles d'expériences, soit envoyé vers l'installation SPIRAL.

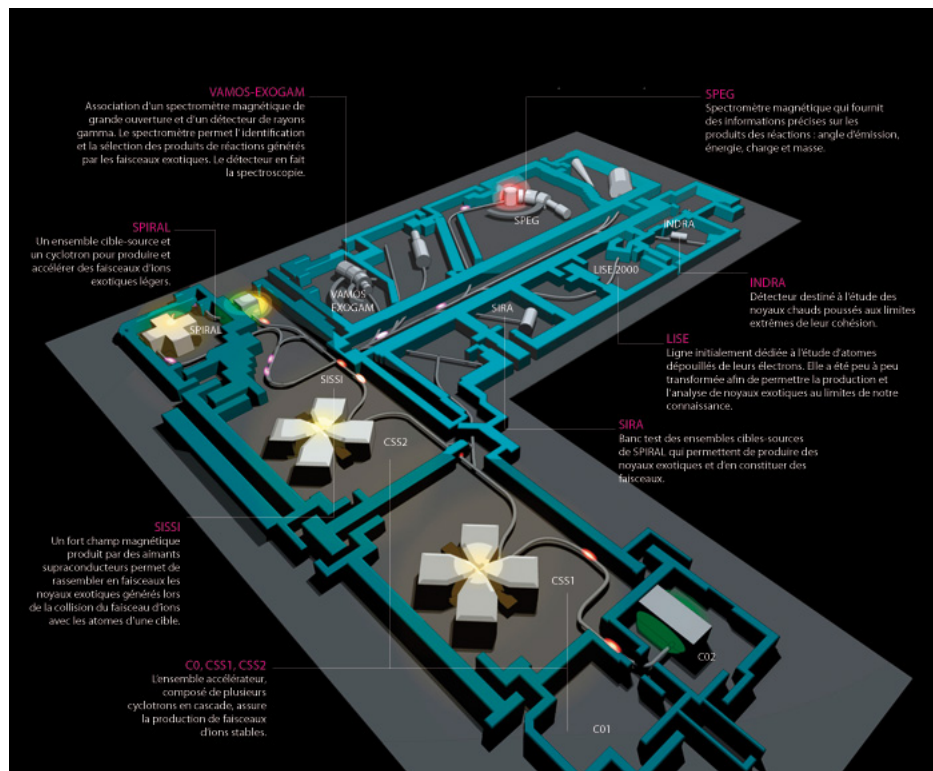


FIG. 4.1 – Schéma du GANIL constitué de deux ensembles de production de faisceaux d'ions stables couplés à de petits cyclotrons compacts (C01 et C02) et de deux cyclotrons en cascade CSS1 et CSS2 pouvant alimenter l'installation SPIRAL ou bien directement les salles d'expériences.

4.1.2 Production de faisceaux d'ions radioactifs à l'aide de l'installation SPIRAL

Les faisceaux d'ions stables très intenses et de haute énergie extraits du second cyclotron du GANIL, CSS2, sont envoyés dans l'ensemble cible-source de SPIRAL. Comme schématisé dans la figure 4.2, l'ensemble de production est constitué d'une cible épaisse de graphite associée via un tube de transfert froid à une source d'ions de type ECR. Les ions radioactifs issus de la fragmentation des projectiles stables et de la cible de carbone sont arrêtés dans la cible. Ils sont extraits sous la forme d'atomes radioactifs par diffusion thermique : la cible de production est chauffée jusqu'à une température de près de 2000 °K par le dépôt de puissance du faisceau primaire et par un chauffage ohmique de l'axe de la cible, dans la limite de 3000 W. Les atomes effusent ensuite via le tube de transfert froid vers le cœur de la source ECR où ils sont ionisés par un plasma confiné au moyen d'un champ magnétique, puis extraits de la source d'ions. Le rôle du tube de transfert froid est de piéger les atomes et les molécules condensables sur les parois du tube, ce qui fait de l'ensemble cible-source de SPIRAL un dispositif de production d'ions particulièrement

efficace pour les gaz rares et autres espèces chimiques peu réactives et non condensables qui sont ainsi délivrées dans de bonnes conditions de pureté.

Les faisceaux d'ions radioactifs sont extraits à basse énergie, entre 10 et 30 keV d'énergie

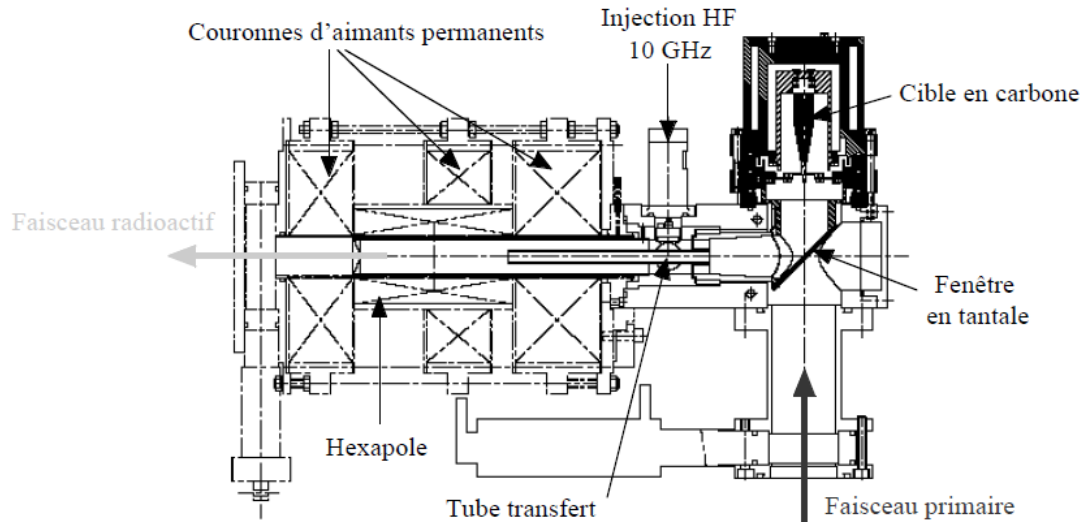


FIG. 4.2 – Ensemble cible-source de type ECR de l'installation SPIRAL. Les faisceaux d'ions radioactifs extraits à gauche de la figure sont produit par fragmentation d'un faisceau d'ions stables intense (en bas à droite de la figure) dans une cible épaisse de carbone (en haut à droite). Les atomes radioactifs diffusant hors de la cible sont ionisés par un plasma généré par une onde haute fréquence et confiné au moyen d'aimants permanents.

totale. Les ions sont sélectionnés en masse et en charge au moyen d'un séparateur de masse de résolution moyenne ($\Delta M/M \sim 1/300$) et les ions sont alors envoyés soit vers la station d'Identification Basse Énergie (IBE) de SPIRAL, soit vers le dispositif LPC-Trap [20] via la ligne LIRAT (Ligne d'Ions Radioactifs à Très basse énergie), soit vers le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie) pour être post-accélérés et envoyés dans les salles d'expériences du GANIL. Le cyclotron délivre les faisceaux d'ions dans une gamme d'énergies comprises entre 1,5 et 25 MeV/A selon le rapport de la charge sur la masse de l'ion accéléré (figure 4.3).

4.1.3 La station d'identification de SPIRAL

La station IBE est alimentée par la ligne de très basse énergie en aval de l'ensemble cible-source et en amont du cyclotron CIME, voir les figures 4.3 et 4.4. Elle consiste en un dérouleur de bande sur lequel est implanté le faisceau d'ions ainsi que d'un ensemble de détecteurs de rayonnements γ et de particules β qui permettent d'identifier le noyau d'intérêt, les contaminants éventuellement présents dans le faisceau et de mesurer leurs intensités. Elle permet ainsi d'optimiser les réglages de la source d'ions de SPIRAL. Elle est ordinairement utilisée lors de la réalisation d'expériences avec le dispositif LPCTrap, installé sur la ligne de basse énergie de SPIRAL pour mesurer le coefficient de la corrélation angulaire électron-neutrino dans la désintégration β , ou pour caractériser les faisceaux

d'ions avant leur accélération dans CIME.

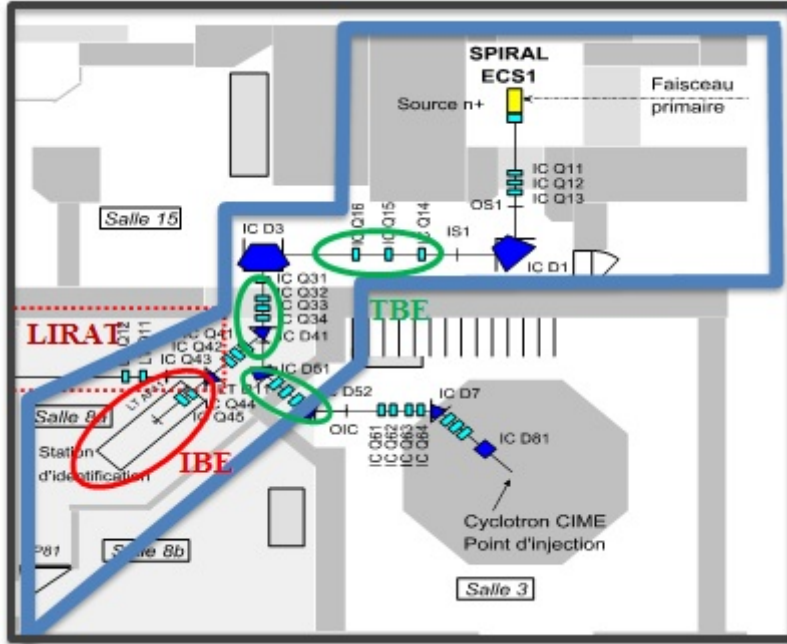


FIG. 4.3 – Schéma de l'installation SPIRAL du GANIL constituée d'un ensemble cible-source (ECS), d'une ligne de transport alimentant le cyclotron CIME, le dispositif expérimental LPCtrap via la ligne LIRAT et la station d'identification de SPIRAL (IBE).

La réalisation de l'expérience E622S a nécessité la mise en œuvre de modifications techniques de la station d'identification [54]. Cette dernière est désormais opérationnelle pour réaliser des expériences de mesure de haute précision de durée de vie et de rapports d'embranchements de transitions Fermi super-permises et de transitions β miroirs [19]. L'expérience E622S au cours de laquelle le rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de type Fermi de ^{18}Ne a été mesuré avec précision est la première de ce type. Elle a été réalisée au moyen d'un faisceau d'ions stables de $^{20}\text{Ne}^{10+}$ de $\sim 3 \mu\text{A}$ délivré par les cyclotrons CSS1 et CSS2 du GANIL à une énergie de 95 MeV/A. Les détails des conditions de réalisation de cette expérience sont donnés dans le paragraphe suivant.

4.2 Montage de l'expérience E622S

Lors de l'expérience E622S, la ligne de transport à très basse énergie a été réglée de manière à transmettre à la station d'identification les ions produits avec un rapport (masse/charge) $A/q = 18/2$ et une énergie de 25 keV. La figure 4.4 montre un schéma de la station d'identification et des dispositifs de détection utilisés pendant l'expérience.

4.2.1 Dispositif expérimental

Au niveau de la station d'identification, le faisceau d'ions est implanté sur une bande de polyéthylène-téréphtalate (PET) de $35 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les deux faces de cette bande

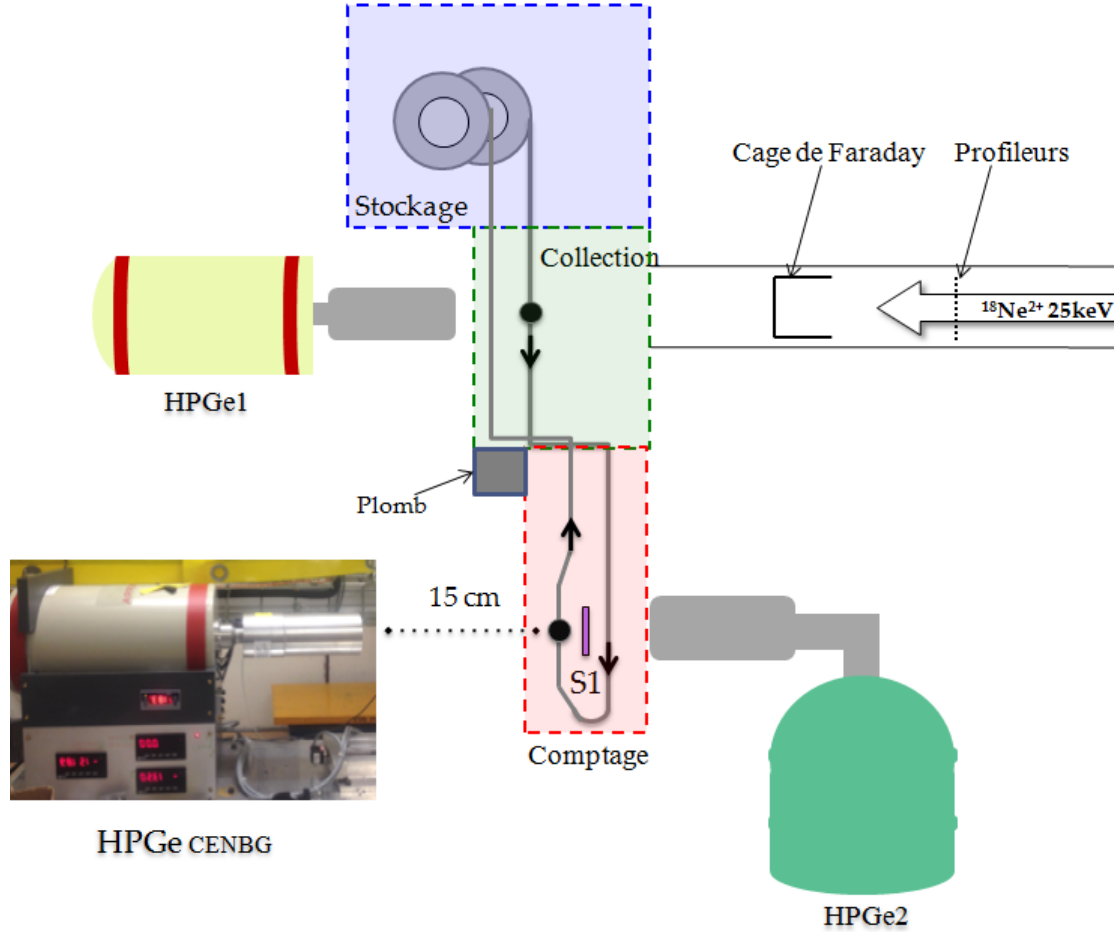


FIG. 4.4 – Schéma du dispositif expérimental mis en œuvre pour l'étude auprès de la station d'identification de SPIRAL de la décroissance de ^{18}Ne . Il comporte une chambre haute de collection de l'activité au moyen d'une bande déroulante, une chambre basse de comptage, une chambre de stockage de la bande, 3 détecteurs germanium (HPGe1, HPGe2 et HPGe CENBG) et un détecteur plastique (S1).

sont recouvertes d'une couche d'aluminium de 30 nm afin d'évacuer les charges électriques associées à la collection des ions. La bande est animée par un dérouleur qui permet d'en commander le déplacement à distance à l'aide d'un moteur pas à pas.

La décroissance radioactive de ^{18}Ne a été étudiée en réalisant des cycles successifs de collection du faisceau et d'observation de la décroissance radioactive des ions collectés. La collection des ions est effectuée pendant un temps T_c dans la chambre dite « haute » au moyen de la bande. Elle est précédée d'une mesure du bruit de fond pendant un temps T_b . Après la collection de l'activité, la délivrance du faisceau est interrompue, et l'activité collectée est déplacée pendant un temps T_1 jusque dans la chambre dite « basse » pour être mesurée pendant un temps T_d . A la fin de cette phase de mesure de la décroissance radioactive des noyaux collectés, la bande est de nouveau déplacée pendant un temps T_2 de manière à évacuer l'activité résiduelle jusque dans la chambre dite de « stockage » de la bande. La vitesse de déroulement de la bande pendant les phases T_1 et T_2 est de l'ordre de 0,4 m/s. Le choix du temps de collection T_c et du temps d'observation de la décroissance

T_d dépend uniquement du noyau étudié ou bien du type de mesure que l'on souhaite effectuer (mesure d'intensité, de durée de vie ou bien de rapport d'embranchement par exemple). Le temps de déplacement de la bande soit vers la chambre basse ($T_1 = 3$ s) soit vers la chambre de stockage ($T_2 = 5$ s) dépend de la vitesse de déroulement de la bande et de ses temps d'accélération et de décélération. Ces paramètres ont été optimisés avant le début de l'expérience de manière à s'assurer du bon positionnement de l'activité au niveau de la chambre basse de détection, avec une précision de l'ordre de 2 mm. Comme on le verra dans les paragraphes suivants, un décalage vertical de 2 mm de l'activité au niveau de la chambre basse de détection n'a pas d'incidence significative sur les efficacités de détection des rayonnements γ et β émis par les ions collectés.

Le tableau 4.1 donne des informations sur le temps consacré à chaque phase du cycle de mesure pour les deux types de mesures réalisées lors de l'expérience : la mesure du rapport d'embranchement (BR) de la décroissance super-permise de ^{18}Ne et la mesure de sa durée de vie ($T_{1/2}$). Suivant l'intensité du faisceau d'ions délivré par l'ECS de SPIRAL, et compte tenu de la durée de vie de ^{18}Ne de l'ordre de 1,7 s, différents temps de collection de l'activité ont été considérés, allant de 2 à 5 s. La durée typique d'un cycle de mesure du rapport d'embranchement est de 15 à 20 s, contre 40 s pour la mesure de la durée de vie (voir la figure 4.6).

Type de mesure	T_b (s)	T_c (s)	T_1 (s)	T_d (s)	T_2 (s)	Durée totale (s)
BR	1	5	3	5	5	19
	1	2	3	5	5	16
	1	3	3	5	5	17
$T_{1/2}$	0,5	1	3	30	5	39,5

TAB. 4.1 – Durées des différentes phases des cycles de mesure du rapport d'embranchement (BR) de la décroissance super-permise de ^{18}Ne et de sa durée de vie ($T_{1/2}$). Pour la mesure du rapport d'embranchement, différents temps de collections de 2 à 5 s ont été réalisées pendant l'expérience, suivant l'intensité du faisceau d'ions collecté (voir par exemple la figure 4.6).

4.2.2 Détection des raies γ :

L'énergie de rayonnement γ est mesurée par trois détecteurs germanium coaxiaux ultra-purs de type N (figure 4.4). Le premier détecteur (HPGe1) est placé dans l'axe du faisceau en face du point de collection de l'activité dans le but de surveiller le taux d'implantation et la pureté du faisceau. Le deuxième détecteur germanium (HPGe2) est placé face à la chambre basse en face du point de mesure de la décroissance de l'activité pour vérifier le bon positionnement de la bande. Le troisième détecteur germanium utilisé est le détecteur de grande précision emprunté au CENBG décrit dans le chapitre précédent (HPGe CENBG). Il est placé de l'autre côté de la chambre basse à une distance de 15 cm du point de décroissance de l'activité collectée. La position du détecteur a été mesurée très précisément par les géomètres du GANIL de manière à ce que l'efficacité de détection puisse être déterminée avec une très grande précision. Un décalage vertical du positionnement de l'activité collectée de 2 mm se traduit par une augmentation de

la distance entre le point de collection et le centre de la fenêtre d'entrée du détecteur de l'ordre de 10 μm . Comme mentionné au chapitre précédent, une telle variation de la distance entre la source d'émission du rayonnement γ et le détecteur placé à 15 cm n'affecte pas l'efficacité de détection de manière significative en regard de la précision obtenue sur l'efficacité de détection qui est de l'ordre de 0,2 %. Enfin, pour optimiser le rapport signal/bruit des spectres en énergie γ obtenus à l'aide des détecteurs germanium, on a ajouté des briques de plomb entre les chambre haute et basse du dispositif de même qu'entre la chambre de stockage et la chambre haute.

4.2.3 Détection des particules β :

Un scintillateur plastique de type BC-404 est placé dans la chambre basse au même niveau que les détecteurs germanium HPGe2 et HPGe CENBG. Les scintillateurs plastiques sont des détecteurs organiques largement utilisés en physique nucléaire. Ils sont caractérisés par une réponse rapide et une résolution en énergie moins bonne comparée à celle des détecteurs inorganiques. Pour cette raison ils sont plutôt employés pour des mesures de comptage et de temps de vol. Le mécanisme de fonctionnement d'un scintillateur plastique consiste à transformer l'énergie déposée par la particule β en lumière grâce au phénomène de fluorescence. Ces photons sont guidés vers deux photomultiplicateurs qui transforment la lumière en signal électrique. Les deux photomultiplicateurs utilisés lors de l'expérience ont été placés à l'intérieur de la chambre basse afin de ne pas les exposer à la lumière. L'utilisation de deux photomultiplicateurs en coïncidence au lieu d'un seul permet de limiter le nombre de déclenchements de l'acquisition dûs au bruit électronique des photomultiplicateurs.

La mesure de la durée de vie des noyaux implantés ne repose que sur la détection par le détecteur plastique du rayonnement β qu'ils émettent. Pour la mesure du rapport d'embranchement, on requiert une coïncidence entre la détection d'une particule β et celle d'un rayonnement γ par le détecteur HPGe CENBG de haute précision : cela permet de limiter le taux de déclenchement de l'acquisition, et donc le temps mort, et de réduire la contribution du bruit de fond au spectre en énergie γ enregistré pendant la phase de décroissance de l'activité.

La bande de mylar achemine l'activité collectée en face du centre du détecteur plastique qui fait 40 mm de largeur et 40 mm de longueur. L'efficacité du détecteur plastique est principalement géométrique : avec une distance de l'ordre de 0,5 mm entre l'activité collectée par la bande et le détecteur plastique, elle est de 40 %. L'angle solide sous lequel le détecteur plastique voit l'activité collectée n'est modifié que de 0,2 % lorsque l'activité est décalée en vertical de 2 mm. Même si l'efficacité de détection β n'est pas rigoureusement indépendante du positionnement de l'activité collectée, cet effet est sans conséquence sur les mesures de durées de vie qui ne dépendent pas de l'efficacité de détection β de même que sur les mesures de rapports d'embranchements lorsqu'une condition de coïncidence β - γ est appliquée.

L'épaisseur du détecteur plastique a été choisie de façon à minimiser la détection du rayonnement γ tout en ayant une efficacité de détection pour les particules β qui le traversent proche de 100 % [54]. L'énergie des particules β dans les désintégrations super-permises et les décroissances miroirs est typiquement comprise entre 2 et 10 MeV. Pour des mesures de durée de vie et de rapports d'embranchements, la détection de la totalité de cette

énergie n'est pas nécessaire, seule importe la détection des particules β . Des simulations Geant4 ont été faites pour déterminer l'épaisseur la plus appropriée pour le détecteur plastique. Une épaisseur de 3 mm a été finalement retenue : elle assure une bonne efficacité de détection du rayonnement β et une faible probabilité de détection du rayonnement γ pouvant accompagner la désintégration des noyaux [54]. Dans le cas de la décroissance de ^{18}Ne ($Q_\beta \sim 4.4$ MeV), près de 98,5 % des particules β émises déposent une énergie supérieure à 100 keV dans un tel détecteur et sont ainsi susceptibles d'être détectées.

4.2.4 Acquisition des données

La figure 4.5 montre le schéma de l'électronique de traitement des signaux délivrés par les différents détecteurs mis en œuvre lors de l'étude de la décroissance de ^{18}Ne . L'acquisition des données proprement dite était de type « standard GANIL », avec des modules de type VXI. C'est cette acquisition qui gèrait les cycles de déroulement de la bande et d'acquisition des données β (mesures de durées de vie) et de coïncidence $\beta - \gamma$ (mesures de rapports d'embranchements). Une seconde acquisition a été exploitée en parallèle. Elle est identique à celle mise en œuvre lors de la mesure de l'efficacité à 15 cm du détecteur emprunté au CENBG décrite au chapitre précédent (voir la figure 3.7). Elle était dédiée au traitement du signal analogique délivré par le détecteur HPGe CENBG, ainsi qu'aux signaux logiques délivrés par l'acquisition du GANIL. Cette seconde acquisition n'ayant pas permis la détection des événements d'empilement γ au niveau du détecteur HPGe CENBG (ils n'ont pas été enregistrés à l'aide d'un module ADC), les données traitées par cette acquisition n'ont pas été analysées dans ce travail de thèse.

Electronique associée aux détecteurs Germanium

Le principe du traitement des signaux issus des détecteurs germanium est identique à celui détaillé au chapitre précédent. Le signal énergie issu des trois détecteurs germanium (HPGe1, HPGe2 et HPGe CENBG) est envoyé vers des amplificateurs de type ORTEC 855 puis vers un ADC où ils sont codés. La gamme d'énergie couverte varie de 50 keV à 4 MeV. Le signal temps issu du détecteur HPGe1 est amplifié à l'aide d'un module ORTEC 474 (TFA) puis envoyé vers un discriminateur à fraction constante (CFD) de type Enertec 7174 pour déclencher l'acquisition (GMT) pendant la phase de collection. Les signaux délivrés par le détecteur HPGe2 ne déclenchent pas l'acquisition mais sont enregistrés chaque fois que l'acquisition est déclenchée par ailleurs.

L'électronique associée au détecteur HPGe CENBG est la même que celle mise en œuvre pendant les tests de mesure d'efficacité réalisés avant l'expérience (voir le chapitre précédent et la figure 3.7). En particulier, l'amplificateur associé au détecteur HPGe CENBG délivre un signal logique noté INH dans la figure 4.5 lorsque le module détecte un empilement de deux rayonnements γ dans le détecteur. Le seuil de détection de l'empilement est fixé manuellement. Le signal d'empilement est dupliqué puis converti en une impulsion analogique au moyen d'un TAC : un premier signal déclenche le module (start) et une copie de ce signal, retardée de 32 ns, l'arrête (stop). Le signal analogique ainsi obtenu est envoyé vers un ADC pour générer un spectre d'événements empilés permettant de corriger le nombre d'événements γ détectés du phénomène d'empilement.

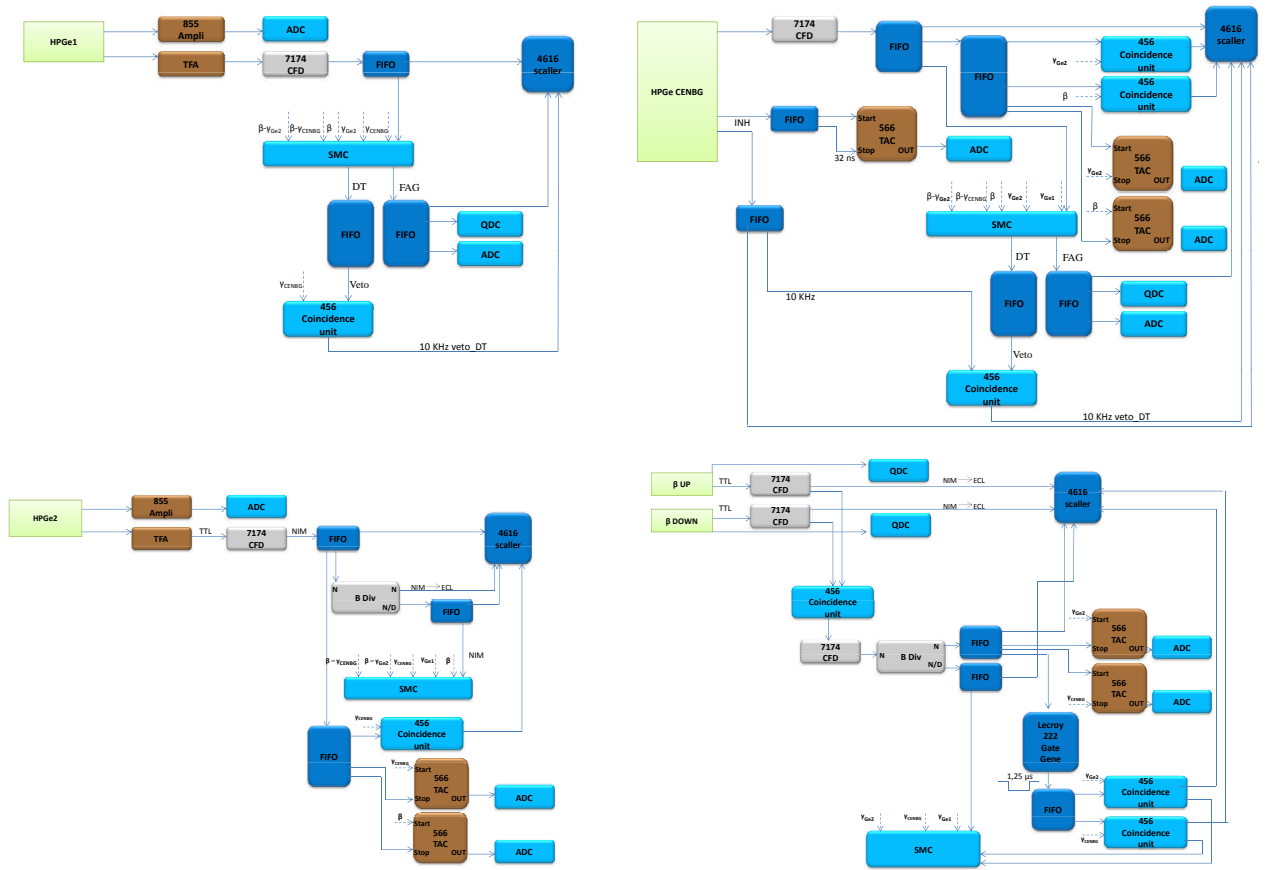


FIG. 4.5 – Schémas de l’électronique d’acquisition des données de l’expérience E622S pour l’étude de la décroissance de ^{18}Ne . Ils décrivent de haut en bas et de la gauche vers la droite le traitement des signaux électroniques issus du détecteur HPGe1 situé au niveau de la chambre de collection du faisceau, les détecteurs HPGe CENBG et HPGe2 situés en regard de la chambre basse de mesure de la décroissance de l’activité collectée et des deux photomultiplicateurs associés au détecteur plastique (voir la figure 4.4).

L’acquisition GANIL traite quant à elle l’ensemble des signaux énergie, temps, d’empilement ainsi que les signaux envoyés aux échelles de comptage pour notamment calculer le temps mort total de l’acquisition.

Electronique associée au détecteur plastique

Les tensions de polarisation des deux photomultiplicateurs (β UP et β DOWN) sont de l’ordre de 400 V pour β UP et 500 V pour β DOWN. Les signaux issus des photomultiplicateurs sont envoyés vers un amplificateur rapide construit au GANIL. La sortie dynode des photomultiplicateurs est utilisée pour générer un signal analogique représentatif de l’énergie cédée au détecteur plastique par la particule β détectée. La conversion est opérée au moyen d’un module QDC (Charge to Digital Converter). La sortie anode est quant à elle utilisée pour déclencher l’acquisition de données β ou $\beta - \gamma$ au moyen d’un discriminateur à fraction constante (CFD) générant une impulsion logique.

Lors de la mesure du rapport d’embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise

de ^{18}Ne , l'acquisition des données est conditionnée pendant la phase de décroissance de l'activité collectée par la détection en coïncidence d'une particule β par le détecteur plastique et d'un rayonnement γ par le détecteur HPGe CENBG. La fenêtre de coïncidence d'une durée de 1,25 μs est générée à partir du signal β à l'aide d'un module LeCroy 222. La coïncidence est quant à elle effectuée au moyen d'un module LeCroy 465. Ce module génère une seule impulsion logique quel que soit le nombre de signaux γ qui arrivent pendant la durée du signal β envoyé au module. La différence entre les temps d'arrivée des signaux β et γ est finalement enregistrée au moyen d'un TAC, démarré par le signal β et arrêté par le signal γ .

4.3 Protocole d'analyse des données de l'expérience E622S

L'objectif de l'expérience E622S était de mesurer le rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne avec une précision de 0,2 %. Ce paragraphe traite d'abord de la sélection des données qui seront analysées par la suite. Il rend compte ensuite d'un problème de relâchement de l'activité par la bande d'implantation qui n'a pas permis de mesurer la durée de vie de ^{18}Ne lors de l'expérience. Il se termine par l'énoncé du principe de mesure du rapport d'embranchement de la transition étudiée et des différentes corrections qui seront appliquées de manière à extraire la valeur finale.

4.3.1 Tri des données

L'expérience E622S s'est déroulée sur une durée de 7 jours en Avril 2012. L'énergie du faisceau radioactif de $^{18}\text{Ne}^{2+}$ implanté sur la bande était de 25 keV. Son intensité était de l'ordre de 4×10^5 ions par seconde au début de l'expérience et 2×10^6 ions par seconde à la fin. Suite à un problème lié à la bande de collection de l'activité (détaillé dans le paragraphe suivant), les mesures réalisées pendant les trois premiers jours de l'expérience ont été éliminées du jeu de données analysé. L'étude de la désintégration β^+ de ^{18}Ne a été ainsi effectuée sur une durée de quatre jours, totalisant 34 mesures du rapport d'embranchement, 4 mesures de durée de vie de ^{18}Ne et 3 mesures sans faisceau dédiées à la détermination du bruit de fond ambiant. Pour des raisons techniques, liées à l'instabilité du faisceau, à des problèmes d'acquisition, etc.. on a gardé que 2 mesures de durée de vie et 31 mesures de rapport d'embranchement, totalisant respectivement 141 et 9205 cycles.

Lors de toutes les mesures, le temps de déroulement de la bande depuis la point de collection du faisceau d'ions jusqu'au point de mesure de la décroissance était $T_1 = 3$ s. Le temps de déroulement de la bande depuis ce point vers la chambre de stockage étaient quant à lui $T_2 = 5$ s. Pour les deux mesures de durée de vie conservées, les temps de collection du faisceau et de mesure de la décroissance de l'activité ont été fixés respectivement à $T_c = 1$ s et $T_d = 30$ s. La figure 4.6 montre le spectre en temps de l'activité β mesurée tout au long de l'une de ces deux mesures de la durée de vie de ^{18}Ne à l'aide du détecteur plastique. La structure du spectre au début de la mesure reflète le cheminement de la bande illustré dans la figure 4.4 : l'activité β augmente en fonction du temps dès que la bande pénètre dans la chambre basse de détection et elle passe par

un maximum vers $t = 3$ s lorsque l'activité collectée passe derrière le détecteur plastique. Le taux de comptage β passe ensuite par un minimum correspondant au moment où la bande est exactement en dessous du détecteur plastique (angle solide de détection minimum). L'activité augmente ensuite de nouveau et passe par un nouveau maximum lorsque l'activité collectée est placée par la bande en face des détecteurs plastique et HPGe CENBG. La bande est alors immobilisée dans cet exemple pendant les 30 s de la phase de mesure de la décroissance de l'activité, avant d'être de nouveau mise en mouvement pour évacuer l'activité résiduelle vers la chambre de stockage.

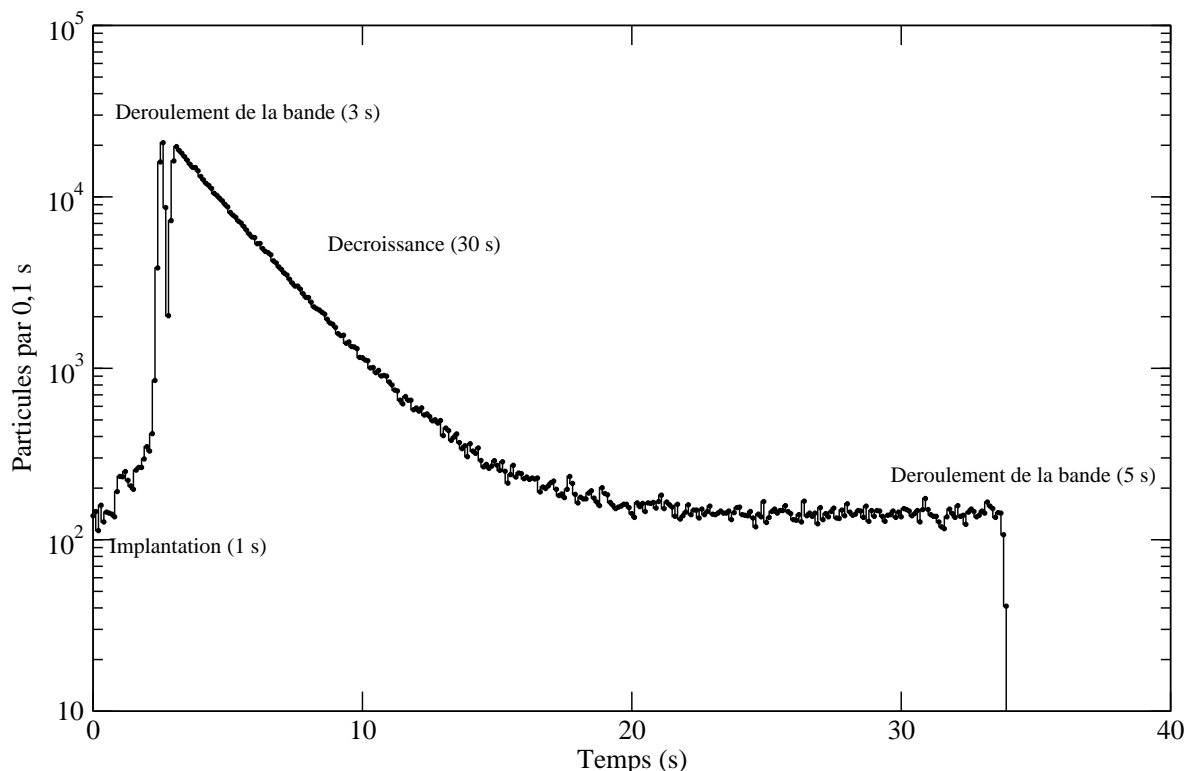


FIG. 4.6 – Spectre en temps des événements de décroissance β observés à l'aide du détecteur plastique lors d'une mesure représentative de la durée de vie de ^{18}Ne . Les différentes phases des cycles de mesure sont indiquées.

Les 31 mesures de rapport d'embranchement ont été quant à elles réalisées en adoptant le même temps de mesure de la décroissance, soit $T_d = 5$ s. En revanche, le réglage de l'optique de la ligne de transport faisceau ainsi que le temps de collection du faisceau ont été changés à plusieurs reprises. La figure 4.7 montre la répartition des 31 mesures sélectionnées suivant le nombre de particules β détectées dans la désintégration de ^{18}Ne lors du premier dixième de seconde suivant le démarrage de la phase de mesure de la décroissance de l'activité collectée. La procédure ayant permis de distinguer le nombre de particules β associées à ^{18}Ne et non à ^{18}F , implanté en même temps que ^{18}Ne (contamination du faisceau) et également produit dans sa décroissance radioactive, est expliquée plus bas. La figure 4.7 est introduite ici pour distinguer les différentes conditions de mesures du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne . On distingue quatre groupes de mesures :

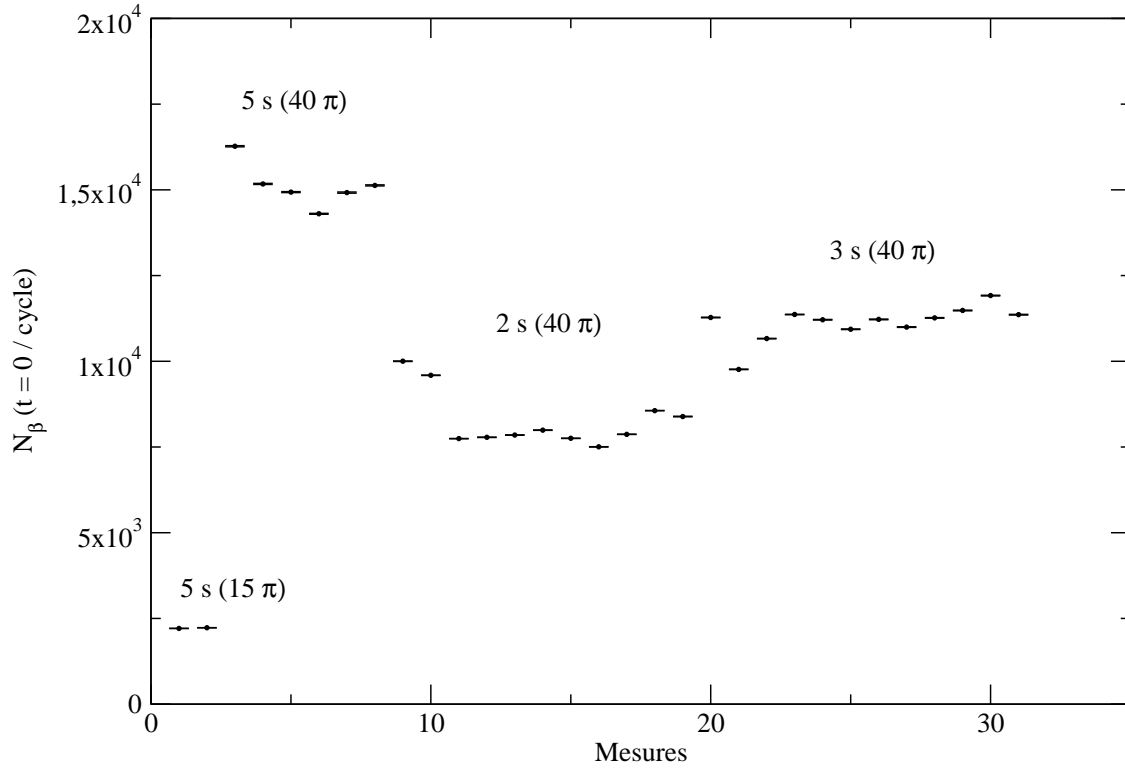


FIG. 4.7 – Répartition des 31 mesures de rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne suivant le nombre de particules β observées dans sa décroissance lors du premier dixième de seconde de mesure de l'activité β .

- les deux premières ont été réalisées après un temps de collection de 5 s, soit trois fois la durée de vie de ^{18}Ne , et un réglage des fentes de sélection en émittance du faisceau d'ions implanté à $15 \pi.\text{mm.mrad}$. Ce sont les mesures pour lesquelles l'activité associée à la décroissance de ^{18}Ne est la plus faible, avec un peu moins de $2,5 \times 10^3$ particules β détectées dans le premier dixième de seconde de la phase de mesure de l'activité collectée,
- les six mesures suivantes (3 à 8) ont également été réalisées avec un temps de collection de 5 s, mais les fentes de sélection en émittance ont été ouvertes à $40 \pi.\text{mm.mrad}$ ce qui se traduit par une intensité plus grande en ^{18}Ne au moment de la collection et donc au moment de l'observation de la décroissance de son activité. Pour ces mesures, le nombre de particules β détectées dans le premier dixième de seconde de la phase de mesure de l'activité collectée est de l'ordre de $1,5 \times 10^4/\text{cycle}$,
- les onze mesures suivantes (9 à 19) ont été réalisées avec la même acceptance de $40 \pi.\text{mm.mrad}$, mais en réduisant la phase de collection à 2 s ce qui se traduit par une réduction de l'intensité du faisceau à l'implantation et une activité mesurée plus faible au début de la phase de décroissance voisine de $7,5 \times 10^3 \beta/0,1 \text{ s/cycle}$,
- enfin, les douze dernières mesures (20 à 31) ont été réalisées dans les mêmes conditions que les précédentes, mais en étendant la phase de collection à 3 s. L'activité moyenne mesurée est pour ces dernières mesures voisines de $1 \times 10^4 \beta/0,1 \text{ s/cycle}$ au début de la phase de décroissance.

On constate que l'activité β associée au ^{18}Ne varie significativement d'une mesure à une autre, par exemple les mesures 3 et 6, alors qu'elles ont été effectuées dans les mêmes conditions. Pour vérifier si ces différences sont associées à des fluctuations d'intensité du faisceau ou à un mauvais placement de l'activité en face du détecteur plastique (voir la figure 4.4), on a comparé mesure par mesure le rapport des taux de comptage à 511 keV mesurés par les détecteurs HPGe1 et HPGe CENBG, ainsi que par les détecteurs HPGe1 et HPGe2. On a exploité la raie à 511 keV plutôt que la raie à 1042 keV car si les deux caractérisent la décroissance du ^{18}Ne implanté sur la bande, la première est beaucoup plus intense que la seconde. La figure 4.8 présente la distribution de ces deux rapports pour les 31 mesures sélectionnées.

Les rapports obtenus sont toujours supérieurs à 1 car le détecteur HPGe1 mesure la

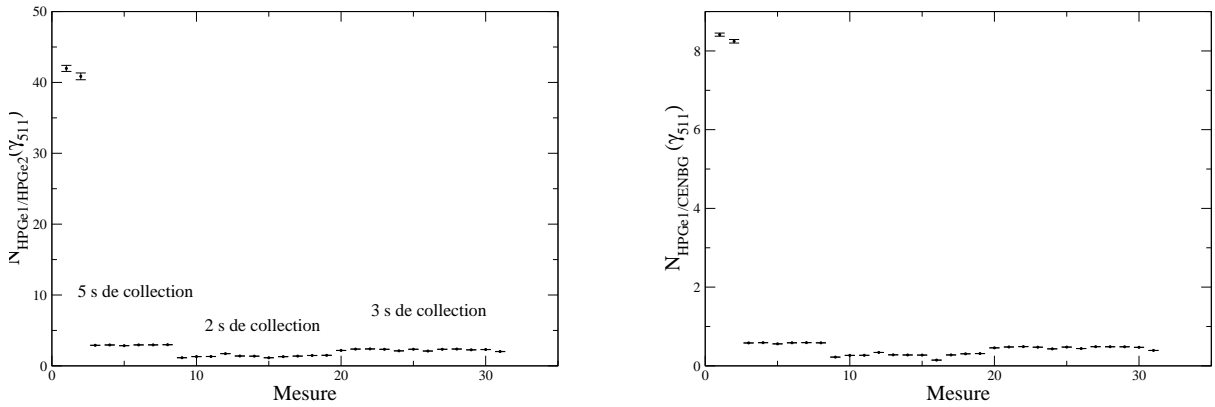


FIG. 4.8 – Rapport des aires des photopics d'énergie 511 keV enregistrés avec les détecteurs HPGe1 (haut) et HPGe2 (Bas) à gauche et HPGe1 (Haut) et HPGe CENBG à droite pour chacune des 31 mesures effectuées. Elles se répartissent en quatre groupes suivant la durée programmée de la phase d'implantation de l'activité lors des cycles de mesures : 2, 3 et 5 secondes. Les deux premières mesures ont été réalisées en réduisant fortement la transmission de la ligne de transport des faisceaux d'ions qui ont vraisemblablement été implantés en grande partie en dehors de la bande de collection.

décroissance γ de ^{18}Ne au moment de sa collection, alors que les deux autres détecteurs n'en mesurent la décroissance de l'activité collectée qu'après le déplacement de la bande. L'allure de la distribution des rapports HPGe1 et HPGe2 d'une part et HPGe1 et HPGe CENBG d'autre part est la même, ce qui indique que le déplacement de la bande s'est globalement effectué correctement pour toutes les mesures. Cependant, une analyse cycle par cycle de ces rapports de taux de comptage montre des anomalies dans le déplacement de la bande, ce qui nous a conduit à rejeter $\sim 4,2\%$ des cycles de mesure. Les derniers cycles de chaque mesure ont également été exclus de l'analyse des données. Au final, 8788 cycles ont ainsi été conservés sur les 9205 cycles réalisés.

On constate également que les rapports obtenus pour les deux premières mesures sont largement supérieurs aux autres. Ces deux mesures ayant été effectuées avec une fermeture importante des fentes en émittance, on peut en conclure que dans ces conditions une bonne partie du faisceau d'ions ne s'est pas implantée sur la bande mais à côté de celle-ci : le détecteur HPGe1 situé derrière la bande d'implantation a mesuré l'activité associée, mais comme les ions implantés à côté de la bande n'ont pas été transportés dans la chambre basse, l'activité γ mesurée par HPGe2 et HPGe CENBG est beaucoup plus faible pour

ces mesures que pour les autres. Cela indique qu'il est préférable de moduler l'activité à mesurer en changeant la durée de la phase de collection du faisceau ou en retardant l'observation de la décroissance de l'activité collectée plutôt que de modifier l'optique de la ligne de transport des faisceaux d'ions.

Le tableau 4.2 donne pour chaque mesure l'intensité approximative du faisceau de ^{18}Ne à l'implantation, le nombre total de cycles, le nombre de cycles conservés pour chaque mesure et la structure en temps de chaque cycle. L'intensité du faisceau a été déduite du nombre de particules β détectées pendant la phase de décroissance de l'activité, en supposant qu'elles sont toutes issues de la décroissance de ^{18}Ne . Ce n'est pas tout à fait le cas comme on le verra par la suite, et cette estimation ne tient pas compte du phénomène de relâchement discuté dans le paragraphe suivant. Les valeurs données d'intensité sont donc indicatives.

Par mesure de précaution et pour éviter d'éventuels problèmes de synchronisation l'acquisition des données et le déplacement de la bande avant et après la mesure de la décroissance de l'activité, nous avons exclu de l'analyse le premier canal au début de la phase de décroissance de chaque spectre en temps (de $t = 0$ à $t = 0,1$ s) ainsi que les trois derniers (de $t = 4,7$ à $t = 5$ s). La phase de décroissance des spectres en temps qui sera analysée par la suite est ainsi de 4,6 s au lieu de 5 s pour les mesures de rapport d'embranchement.

4.3.2 Problème de relâchement de l'activité collectée

Le néon est un gaz noble caractérisé par une très faible réactivité chimique. Compte tenu de la faible énergie des ions $^{18}\text{Ne}^{2+}$ implantés dans la bande lors de l'expérience, celle-ci peut relâcher une partie de l'activité pendant la mesure si la zone d'implantation est poreuse (c'est le cas des polymères en particulier) ou bien non homogène. La bande d'implantation ordinairement utilisée auprès de la station d'identification de l'IBE est constituée de 35 μm de mylar, recouvert de chaque côté d'un dépôt de 30 nm d'aluminium. A une énergie de 25 keV, le parcours de ^{18}Ne est de l'ordre de 50 nm dans l'aluminium et de l'ordre de 70 nm dans le mylar. Autrement dit, à une énergie de 25 keV, les ions sont implantés peu profondément dans le mylar, derrière la couche d'aluminium. Des expériences réalisées notamment avec des faisceaux de ^{19}Ne à des énergies similaires ont montré dans le passé qu'une fraction des ions était relâchée par la bande. Une bande d'un type différent a ainsi été installée en prévision de l'étude de la décroissance de ^{18}Ne . Elle est constituée de 36 μm de polyéthylène téréphthalate (un polymère voisin du mylar), recouvert d'une couche épaisse d'aluminium de 1 μm .

Le graphe de gauche de la figure 4.9 montre les valeurs de durées de vie de ^{18}Ne obtenues au début de l'expérience E622S avec cette nouvelle bande pour plus d'une centaine de cycles de mesure successifs. La valeur moyenne obtenue, $T_{1/2} = 1,4682(13)$ s est très significativement inférieure à la valeur attendue de 1,6554(11) s [37]. L'écart de près de 170 σ entre ces deux valeurs met clairement en évidence un problème de relâchement de l'activité de la couche d'aluminium recouvrant la bande d'implantation. Le dépôt d'aluminium n'est probablement pas suffisamment homogène pour retenir le néon implanté. Cette hypothèse est confortée par la fluctuation des durées de vie mesurées d'un cycle à un autre, sans doute associée à des variations d'homogénéité sur toute la longueur de la bande.

Mesure	$I_{^{18}\text{Ne}}$ (ions/s)	Nombre de cycles	Nombre de bons cycles	$T_c/T_1/T_d/T_2$ (s)
1	$2,3 \times 10^5$	204	200	5/3/5/5
2	$2,3 \times 10^5$	153	146	5/3/5/5
3	$1,7 \times 10^6$	179	167	5/3/5/5
4	$1,6 \times 10^6$	186	181	5/3/5/5
5	$1,6 \times 10^6$	147	146	5/3/5/5
6	$1,5 \times 10^6$	183	182	5/3/5/5
7	$1,6 \times 10^6$	228	223	5/3/5/5
8	$1,6 \times 10^6$	189	186	5/3/5/5
9	$1,6 \times 10^6$	162	158	2/3/5/5
10	$1,5 \times 10^6$	357	347	2/3/5/5
11	$1,2 \times 10^6$	295	290	2/3/5/5
12	$1,3 \times 10^6$	339	330	2/3/5/5
13	$1,3 \times 10^6$	350	339	2/3/5/5
14	$1,3 \times 10^6$	337	316	2/3/5/5
15	$1,3 \times 10^6$	336	270	2/3/5/5
16	$1,2 \times 10^6$	329	309	2/3/5/5
17	$1,3 \times 10^6$	331	326	2/3/5/5
18	$1,4 \times 10^6$	366	360	2/3/5/5
19	$1,4 \times 10^6$	374	366	2/3/5/5
20	$1,4 \times 10^6$	383	364	3/3/5/5
21	$1,3 \times 10^6$	378	360	3/3/5/5
22	$1,4 \times 10^6$	359	349	3/3/5/5
23	$1,5 \times 10^6$	352	345	3/3/5/5
24	$1,4 \times 10^6$	345	334	3/3/5/5
25	$1,4 \times 10^6$	354	333	3/3/5/5
26	$1,4 \times 10^6$	350	339	3/3/5/5
27	$1,4 \times 10^6$	363	356	3/3/5/5
28	$1,4 \times 10^6$	347	305	3/3/5/5
29	$1,5 \times 10^6$	353	325	3/3/5/5
30	$1,5 \times 10^6$	377	367	3/3/5/5
31	$1,5 \times 10^6$	199	169	3/3/5/5

TAB. 4.2: Récapitulatif de l'intensité approximative du faisceau de ^{18}Ne à l'implantation, du nombre total de cycles réalisés pour chaque mesure, du nombre de cycles conservés et de la structure en temps des cycles pour les 31 mesures de rapport d'embranchement analysées.

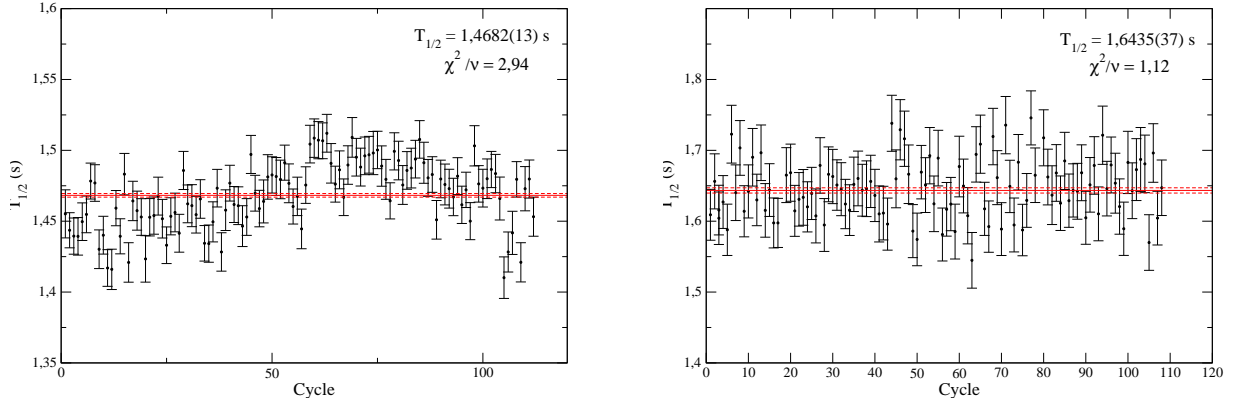


FIG. 4.9 – Temps de vie de ^{18}Ne déterminés cycle par cycle lors de deux mesures distinctes effectuées avec la nouvelle bande d’implantation (à gauche) et l’ancienne bande d’implantation (à droite). C’est cette dernière qui a finalement été utilisée lors de la mesure du rapport d’embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne .

Le graphe de droite de la figure 4.9 montre les valeurs de durées de vie obtenues avec la bande d’implantation habituelle de la station d’identification. On constate que la valeur moyenne obtenue sur une mesure constituée de 109 cycles, $T_{1/2} = 1,6435(37)$ s, est toujours inférieure à la valeur attendue. L’écart à la valeur attendue est cependant moindre (10σ), ce qui indique un relâchement relativement faible de l’activité. Par ailleurs, la distribution des valeurs mesurées ne présente pas de fluctuation significative, ce qui indique que le relâchement est indépendant de l’endroit où a été implanté le faisceau de ^{18}Ne .

Ces mesures préliminaires ont mis en évidence le fait que la meilleure des deux bandes d’implantation disponibles auprès de la station d’identification de SPIRAL relâchait malgré tout une fraction de l’activité en néon collectée. Il n’a donc pas été possible de mesurer la durée de vie de ^{18}Ne lors de l’expérience. En revanche, le relâchement étant manifestement faible, on peut supposer que son effet sur la mesure du rapport d’embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne est négligeable. En effet, cette mesure repose sur la détection en coïncidence des particules β et du rayonnement γ émis dans la décroissance de ^{18}Ne . Or compte tenu de la géométrie du dispositif de détection, il est très peu probable que de tels événements associés à la décroissance d’atomes de ^{18}Ne relâchés par la bande puissent être détectés en coïncidence.

On a pu en outre s’assurer que le phénomène de relâchement est bien lié aux propriétés chimiques du néon. En effet, comme le montre la figure 4.10, des réglages en $^{12}\text{C}^{14}\text{O}^+$ et $^{17}\text{F}^+$ réalisés au début de l’expérience avec la bande finalement conservée ont conduit à des valeurs de durées de vie de 70,45(15) s pour ^{14}O et 65,1(4) s pour ^{17}F [54], compatibles avec les valeurs les plus précises mesurées auprès d’autres installations : 70,620(11) s pour ^{14}O [43] et 64,49(16) s pour ^{17}F [56].

4.3.3 Mesure du rapport d’embranchement

La décroissance super-permise de l’état fondamental 0^+ de ^{18}Ne alimente l’état excité 0^+ à 1042 keV de ^{18}F qui se désexcite en émettant une unique raie γ à la même énergie (voir la figure 1.6). On va supposer pour l’instant que l’état excité à 1042 keV n’est pas peuplé dans la désexcitation d’états excités d’énergies supérieures. On reviendra sur cette

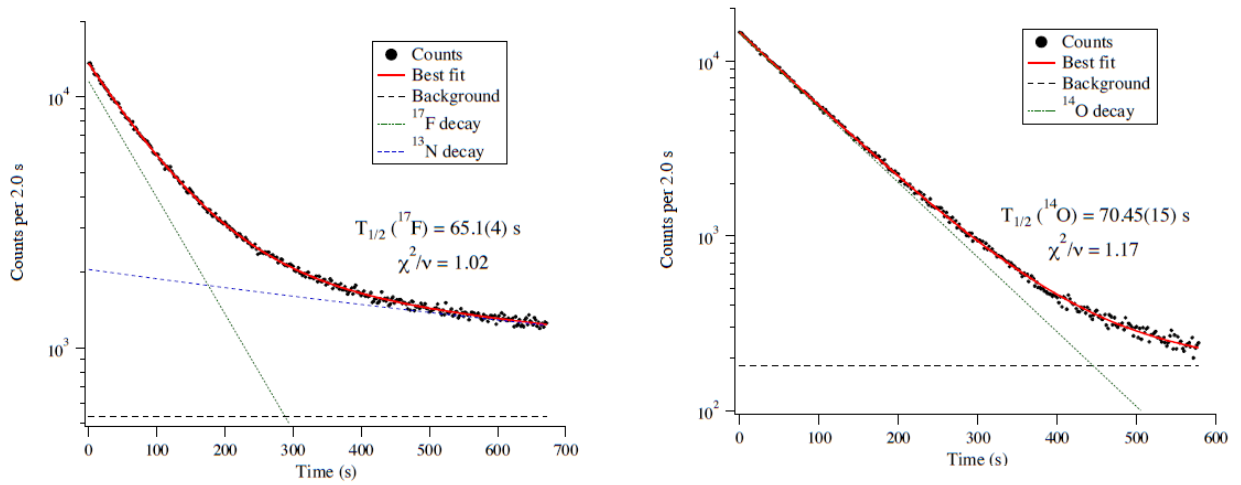


FIG. 4.10 – Durées de vie de ^{17}F (à gauche) et ^{14}O (à droite) obtenues avec la bande de collection ayant servi à la mesure du rapport d’embranchement de la transition superpermise de ^{18}Ne . Les courbes rouges représentent le meilleur ajustement des données de décroissances β obtenues dans les deux réglages. Dans les deux cas, un bruit de fond constant a été considéré (traits pointillés en noir). Dans le cas de la décroissance de ^{17}F , une composante lente associée à la décroissance β de ^{13}N ($T_{1/2} = 9,965$ min [55]), lui-même issu de la décroissance $\beta - \alpha$ du contaminant de durée de vie courte ^{17}Ne ($T_{1/2} = 109,6$ ms [55]) a été prise en compte (trait pointillé bleu) [54].

hypothèse à la fin du chapitre. On supposera également que l’énergie relativement élevée de la transition γ , le fait qu’elle soit de type M1 et qu’elle soit émise par l’état excité d’un noyau de numéro atomique faible ($Z = 9$ pour le ^{18}F) rend négligeable la probabilité qu’elle soit partiellement convertie.

Le nombre $N_\gamma(1042)$ de raies γ émises à 1042 keV est égal au produit du nombre de particules β émises par ^{18}Ne ($N_\beta(^{18}\text{Ne})$) et du rapport d’embranchement BR de la transition β alimentant l’état excité de ^{18}F émettant la raie à 1042 keV : $N_\gamma(1042) = N_\beta(^{18}\text{Ne}) \times \text{BR}$. L’observation de la désintégration de ^{18}Ne ayant été réalisée en imposant la détection en coïncidence d’une particule β par le détecteur plastique et d’un rayonnement γ par le détecteur HPGe CENBG, le nombre de raies γ émises à 1042 keV ($N_\gamma(1042)^{\text{coinc}}$) susceptibles d’être enregistrées en coïncidence avec les particules β observées dans la décroissance de ^{18}Ne ($N_\beta^{\text{obs}}(^{18}\text{Ne})$) est donné par la relation :

$$N_\gamma(1042)^{\text{coinc}} = \text{BR} \times N_\beta^{\text{obs}}(^{18}\text{Ne}) \times \epsilon_\gamma(1042) \quad (4.1)$$

où $\epsilon_\gamma(1042)$ est l’efficacité de détection photopic du détecteur HPGe CENBG à 1042 keV.

Comme on le verra plus loin, le nombre de particules β détectées et associées à la décroissance de ^{18}Ne peut être déduit des échelles de comptage. Le nombre de raies γ observées à 1042 keV ($N_\gamma^{\text{obs}}(1042)$) en coïncidence avec les particules β détectées peut être quant à lui déduit du nombre de raies γ enregistrées en coïncidence à 1042 keV, corrigé du temps mort de l’acquisition et de la probabilité d’empilement, soit :

$$N_\gamma^{\text{obs}}(1042) = N_\gamma(1042)^{\text{coinc}} \times (1 - \text{PU})(1 - \text{TM}) \quad (4.2)$$

On en déduit finalement :

$$BR = \frac{N_{\gamma}^{obs}(1042)}{\epsilon_{\gamma}(1042)(1 - PU)(1 - TM)N_{\beta}^{obs}(^{18}Ne)} \quad (4.3)$$

Et l'incertitude statistique associée :

$$\frac{\Delta BR}{BR} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\gamma}^{obs}(1042)}{(1 - PU_{corr})^2(1 - TM_{corr})^2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \epsilon_{\gamma}(1042)}{\epsilon_{\gamma}(1042)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\beta}^{obs}(^{18}Ne)}{N_{\beta}^{obs}(^{18}Ne)}\right)^2} \quad (4.4)$$

L'efficacité de détection du détecteur HPGe CENBG à l'énergie de 1042 keV est issue de simulations effectuées au CENBG sur la base du travail décrit dans la référence [49]. Elle vaut dans les conditions particulières de la réalisation de l'expérience E622S :

$$\epsilon_{\gamma}(1042) = 0,2301(18)\% [57] \quad (4.5)$$

L'évaluation de $N_{\beta}^{obs}(^{18}Ne)$ et $N_{\gamma}^{obs}(1042)$ ainsi que celle de leurs incertitudes statistiques est décrite dans les deux paragraphes suivants. Ces résultats permettront ensuite de déterminer à partir des 31 mesures effectuées lors de l'expérience le rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne ainsi que son incertitude statistique. Le dernier paragraphe traite du résultat final obtenu, en décrivant l'évaluation de l'incertitude systématique associée aux différentes corrections, ainsi que la prise en compte de celle mentionnée au début de ce paragraphe.

4.4 Détermination du nombre de particules β émises par ^{18}Ne

La détermination du nombre de désintégrations β repose sur l'analyse du spectre en temps obtenu à partir des échelles de comptage. Elles présentent l'avantage de ne pas être conditionnées par le choix du mode de déclenchement de l'acquisition, et donc de ne pas être affectées par le temps mort de l'acquisition. Cependant, les échelles de comptage ne permettent pas de différencier les particules β émises par le noyau d'intérêt de celles émises par l'environnement (bruit de fond) ni par le ^{18}F . Ce dernier est à la fois présent dans le faisceau d'ions collecté (contaminant radioactif) et produit dans la décroissance β de ^{18}Ne . Pour estimer ces trois contributions on a utilisé des mesures réalisées sans faisceau, des mesures dédiées à la détermination de la durée de vie de ^{18}Ne et des calculs Monte-Carlo.

4.4.1 Mesure du bruit de fond β

Pour optimiser l'efficacité de détection des particules β émises par les noyaux collectés, le détecteur plastique a été placé à l'intérieur de la chambre basse, au plus près du point d'arrêt de la bande de collection de l'activité (voir la figure 4.4). Le guide de lumière associé au détecteur plastique ainsi que les deux photomultiplicateurs sont situés eux aussi à l'intérieur de la chambre, sous vide. Ils sont ainsi protégés de la lumière. Le bruit électronique a quant à lui était réduit en imposant une coïncidence entre les signaux issus

des photomultiplicateurs. Plusieurs mesures de bruit de fond β ont été réalisées. Contrairement aux mesures réalisées en mode cyclique, les mesures dédiées à la détermination du bruit de fond issu de la salle d'expérience sont réalisées en mode continu. Trois mesures de bruit de fond β ont ainsi été réalisées, conduisant à une moyenne de ~ 10 particules β détectées par seconde.

4.4.2 Contribution de ^{18}F à l'activité β

Pour estimer la contribution de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et celle de ^{18}F contaminant le faisceau de ^{18}Ne , on a utilisé les mesures dédiées à la détermination de la durée de vie de ^{18}Ne mentionnées précédemment. Ces différentes contributions sont déduites de l'ajustement du spectre en temps des particules β détectées dans la phase de décroissance de l'activité. L'équation d'ajustement est la même que celle utilisée dans le deuxième chapitre (équation 2.8). Elle contient trois termes : le premier décrit la décroissance exponentielle de l'activité de ^{18}Ne , le deuxième décrit l'activité de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et un dernier terme constant qui décrit à la fois le bruit de fond et la décroissance lente du ^{18}F contaminant le faisceau. La durée de vie de ^{18}F est fixée à 109,77 mins [37], l'intensité de ^{18}Ne au début de la phase de décroissance est un paramètre libre de l'ajustement, celle de ^{18}F provenant de la décroissance est fixée par l'intensité de ^{18}Ne et le paramètre de bruit de fond est également ajusté.

Les deux mesures sélectionnées précédemment ont été analysées. La première est constituée de 32 cycles et la seconde de 109 cycles. La partie gauche de la figure 4.11 montre le résultat de l'ajustement de l'activité β enregistrée lors de la mesure la plus longue de la durée de vie de ^{18}Ne , réalisée en utilisant celle des deux bandes qui relâche le moins le néon. Il s'agit de la même mesure que celle qui a été présentée précédemment pour caractériser le relâchement d'une partie du néon implanté par la bande du dispositif IBE. La valeur de χ^2 réduite est de 1,37, indiquant que l'équation d'ajustement reproduit bien la courbe de la décroissance malgré le problème de relâchement d'une fraction du ^{18}Ne collecté. La valeur de durée de vie de ^{18}Ne obtenue pour cet ajustement est en effet de 1,6458(37) s, plus courte que la valeur attendue de 1,6654(11) s [37]. On peut également noter que la valeur de durée de vie extraite de l'ajustement est très proche de celle obtenue précédemment en considérant la valeur moyenne des durées de vies extraites cycle par cycle : $T_{1/2} = 1,6435(37)$ s (voir la partie droite de la figure 4.9).

Pour cette mesure particulière constituée de 109 cycles individuels, le bruit de fond total obtenu est de 1423 (9) particules par seconde soit 13 particules par seconde et par cycle en moyenne. Une partie de ces particules sont émises par le ^{18}F provenant du faisceau. Connaissant l'intensité du bruit de fond β associé à l'environnement (~ 10 c/s) et l'intensité de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne , on peut facilement évaluer la contribution au bruit de fond du ^{18}F contaminant le faisceau : à $t = 30$ s de la phase de décroissance le calcul donne une activité de ~ 1 c/s pour le ^{18}F provenant de ^{18}Ne , l'activité de ^{18}F provenant du faisceau est donc ~ 2 c/s pour cette mesure. Ces trois composantes de bruit de fond ainsi que l'activité de ^{18}Ne sont représentées dans le graphe de droite de la figure 4.11 à l'aide d'un calcul Monte-Carlo. L'activité totale mesurée (en noir) est bien reproduite par celle calculée (en rouge).

Le bruit de fond ambiant (~ 10 c/s) domine largement l'activité associée à la conta-

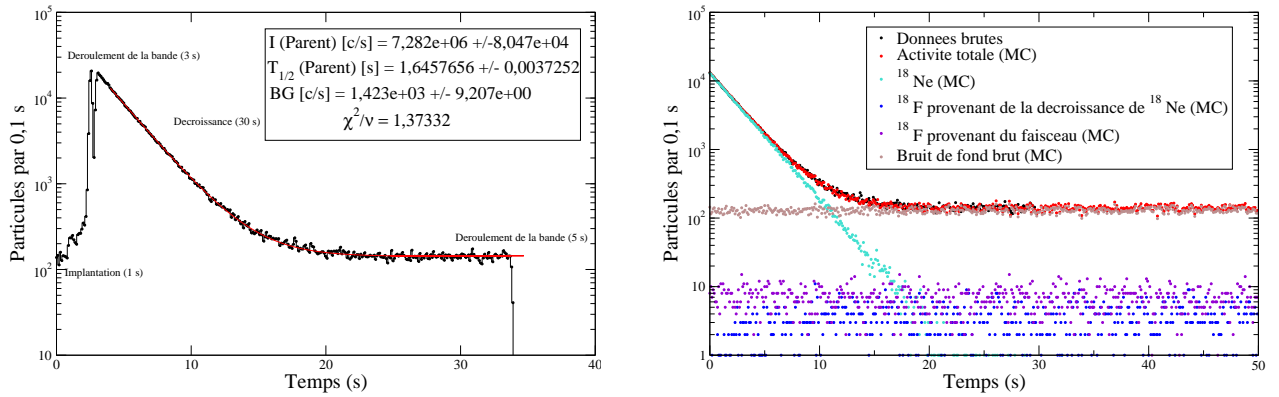


FIG. 4.11 – Le graphe de gauche présente le spectre en temps des particules β détectées lors de la mesure la plus longue de la durée de vie de ^{18}Ne . Les données brutes sont présentées en noir et le meilleur ajustement en rouge. Le graphe de droite montre à l’aide d’un calcul Monte-Carlo (MC) les différentes composantes de l’activité obtenues à partir de l’ajustement. L’activité de ^{18}Ne est présentée en bleu clair, celle du ^{18}F provenant du faisceau en violet, celle du ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne en bleu foncé et celle du bruit de fond ambiant en marron.

mination du faisceau en ^{18}F (~ 2 c/s) et celle associée à la production de ^{18}F dans la décroissance de ^{18}Ne (~ 1 c/s). Le nombre total de particules β détectées, issues de la décroissance de ^{18}Ne ($N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$), des deux contributions de ^{18}F ($N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{F}_{fils})$ et $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{F}_{faisceau})$) et du bruit de fond ambiant sont donnés dans le tableau 4.3 pour les deux mesures de durée de vie réalisées. Pour les deux mesures, la somme des contribu-

Mesure	$N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$	$N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{F}_{fils})$	$N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{F}_{faisceau})$	Bruit de fond ambiant
1	99307	263	620	9460
2	313927	949	2071	38386

TAB. 4.3 – Nombre de particules β issues de la décroissance de ^{18}Ne , de ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne , de ^{18}F provenant du faisceau et du bruit de fond ambiant lors de la phase de décroissance des deux mesures dédiées à la détermination de la durée de vie de ^{18}Ne .

tions de ^{18}F et du bruit de fond ambiant représente, sur les 30 secondes de la phase de décroissance, à peu près 10 % du nombre des particules β émises par ^{18}Ne . Compte tenu de la durée de vie courte de ^{18}Ne par rapport à ^{18}F , ce rapport est bien inférieur dans les premières secondes de la mesure. Le tableau 4.4 montre en effet qu’au début de la phase de décroissance on détecte ~ 2000 fois plus de particules β associées à la décroissance de ^{18}Ne qu’à celle de ^{18}F . En tenant compte de l’efficacité du détecteur plastique (~ 40 %), et du temps écoulé entre la fin de la collection de l’activité et le début de la mesure de sa décroissance on a pu également estimer l’intensité du faisceau en ^{18}Ne et le niveau de contamination en ^{18}F (non corrigé du relâchement). Pour les deux mesures effectuées, l’intensité en ^{18}Ne à l’implantation était de l’ordre de 7×10^4 pps et la contamination en ^{18}F de l’ordre de 46 %.

Mesure	$N_{\beta}^{dec}(^{18}\text{Ne})_{t=0}$ (c/s)	$N_{\beta}^{dec}(^{18}\text{F})_{t=0}$ (c/s)	$I_{^{18}\text{Ne}}$ (ions/s)	$I_{^{18}\text{F}}$ (ions/s)
1	41620	21	$7,6 \times 10^4$	$3,3 \times 10^4$
2	131520	66	$6,7 \times 10^4$	$3,1 \times 10^4$

TAB. 4.4 – Nombre de décroissances β de ^{18}Ne et de ^{18}F au début de la phase de mesure de la décroissance des deux mesures de durées de vie de ^{18}Ne . Les deux dernières colonnes donnent les intensités déduites des faisceaux de ^{18}Ne et ^{18}F à l’implantation.

4.4.3 Nombre de particules β émises par ^{18}Ne dans les mesures de rapport d’embranchement

Lors des 31 mesures de rapport d’embranchement réalisées, la durée de la phase de décroissance de l’activité était de 5 secondes seulement. Il n’est pas possible d’ajuster les données comme on l’a fait précédemment au moyen de l’équation 2.8, car l’activité β est trop largement dominée par la décroissance de ^{18}Ne pour que l’ajustement puisse correctement évaluer la contribution de ^{18}F issu du faisceau ainsi que celle du bruit de fond ambiant. Pour déterminer le nombre de particules β émises par ^{18}Ne dans les cycles courts de mesure du rapport d’embranchement, on a procédé de la manière suivante : on a supposé que le rapport des intensités en ^{18}F et en ^{18}Ne dans le faisceau lors de la collection de l’activité et la contribution du bruit de fond ambiant à l’activité β mesurée étaient respectivement identiques au rapport d’intensité déterminé lors de l’ajustement de la mesure longue de durée de vie de ^{18}Ne (46 %) et au bruit de fond ambiant mesuré sans faisceau (~ 10 c/s par cycle). Ces données ont été utilisées comme paramètres d’entrée dans un calcul Monte-Carlo similaire à celui effectué précédemment et illustré dans la partie droite de la figure 4.11. L’intensité du faisceau en ^{18}Ne au début de la phase de mesure de la décroissance de l’activité a été fixée mesure par mesure. La durée de vie de ^{18}Ne utilisée dans ces calculs est fixée pour toutes les mesures à 1,64136(68) s soit la valeur moyenne obtenue à partir de deux mesures de durée de vie analysées précédemment, ce qui permet de prendre en compte le relâchement d’une partie de l’activité en ^{18}Ne . Le nombre de particules β associées à la seule décroissance de ^{18}Ne est donnée par le nombre total de particules β détectées pendant la phase de décroissance, soustrait du nombre de particules β issues des 2 composantes de ^{18}F et du bruit de fond, évalués à partir des calculs Monte-Carlo.

La figure 4.12 présente le résultat du calcul pour une mesure représentative de celles effectuées. Elle montre les trois contributions distinctes associées au ^{18}F et au bruit de fond ainsi que celle associée à ^{18}Ne . Dans cet exemple, pour les 5 premières secondes de la phase de décroissance, la contribution la plus importante à l’activité β après celle associée à ^{18}Ne est celle due au ^{18}F contaminant le faisceau. Elle représente $\sim 0,14$ % de l’activité due au ^{18}Ne . Les contributions associées au bruit de fond ambiant et à la décroissance du ^{18}F produit dans la désintégration de ^{18}Ne sont du même ordre et représentent 0,02 à 0,03 % de l’activité due au ^{18}Ne . L’ensemble de ces contributions représente moins de 0,19 % de l’activité β du ^{18}Ne .

Dans le cas d’une décroissance exponentielle parfaite de ^{18}Ne , on devrait pouvoir reproduire exactement la distribution expérimentale à partir du calcul Monte-Carlo. Le graphe de gauche de la figure 4.13 montre de manière plus précise la comparaison de la distri-

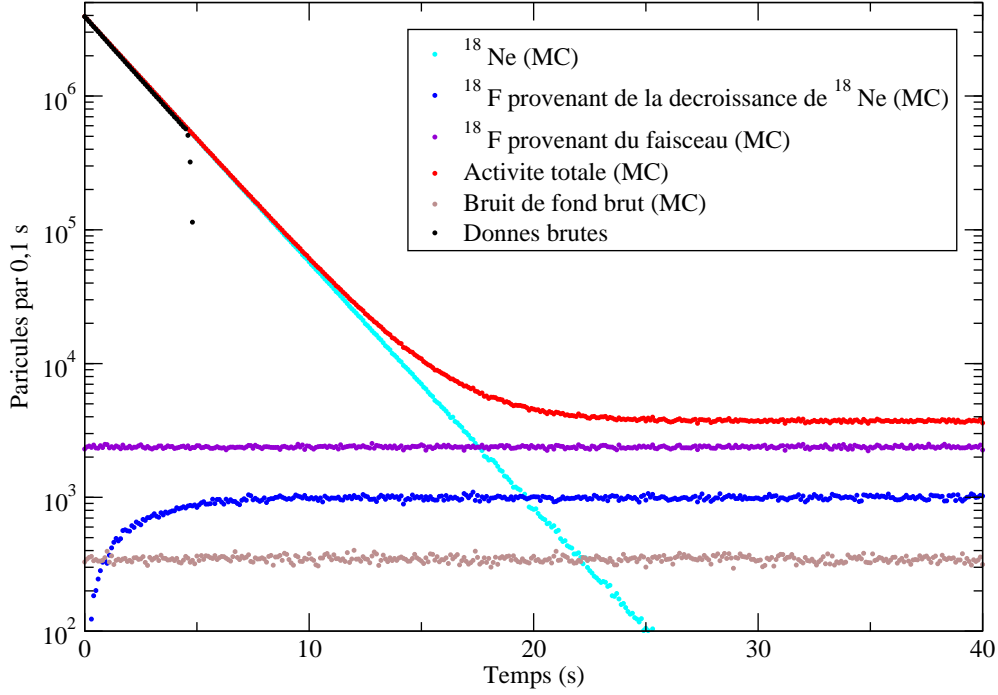


FIG. 4.12 – Nombre de particules β pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne . Le nombre de particules détectées est représenté en noir. Les autres courbes sont obtenues par des calculs Monte-Carlo. L'activité β de ^{18}Ne est représentée en bleu clair, celle du ^{18}F provenant du faisceau en violet, celle du ^{18}F produit dans la décroissance de ^{18}Ne en bleu foncé et celle associée au bruit de fond ambiant en marron.

bution expérimentale de l'activité β reproduite par le calcul Monte-Carlo illustré dans la figure 4.12 pour les 4,5 premières secondes de la phase de décroissance de l'activité β . On constate que le calcul Monte-Carlo reproduit l'évolution temporelle de l'activité collectée au début de la phase de décroissance ($t = 0$ à $t \sim 2$ s) mais pas à la fin où un très léger décalage est visible. La même déviation a été constatée pour les 30 autres mesures. Cela est certainement dû au relâchement de l'activité par la bande dans les premières secondes de la phase de décroissance de l'activité : il est probable qu'il ne soit pas rigoureusement identique dans cette mesure particulière du rapport d'embranchement de ^{18}Ne à celui observé dans les mesures longues de durées de vie dont on a extrait la durée de vie de ^{18}Ne affecté du relâchement utilisé dans le calcul Monte-Carlo. Comme on ne peut pas déduire cette constante de temps d'un ajustement des mesures courtes, on a fixé dans un deuxième calcul Monte-Carlo l'intensité de ^{18}Ne de manière à reproduire le nombre de particules β détectées à la fin de la phase de mesure de la décroissance ($t = 4,5$ s). Le résultat est illustré dans le graphe de droite de la figure 4.13, pour le même jeu de données que dans le graphe de gauche. Le nombre $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$ final est donné pour chaque mesure courte du rapport d'embranchement par la moyenne du nombre de particules β émises par le ^{18}Ne pendant les 4,5 secondes de la phase de décroissance de l'activité β , issu du premier et du deuxième calcul. L'incertitude associée est donnée par la différence

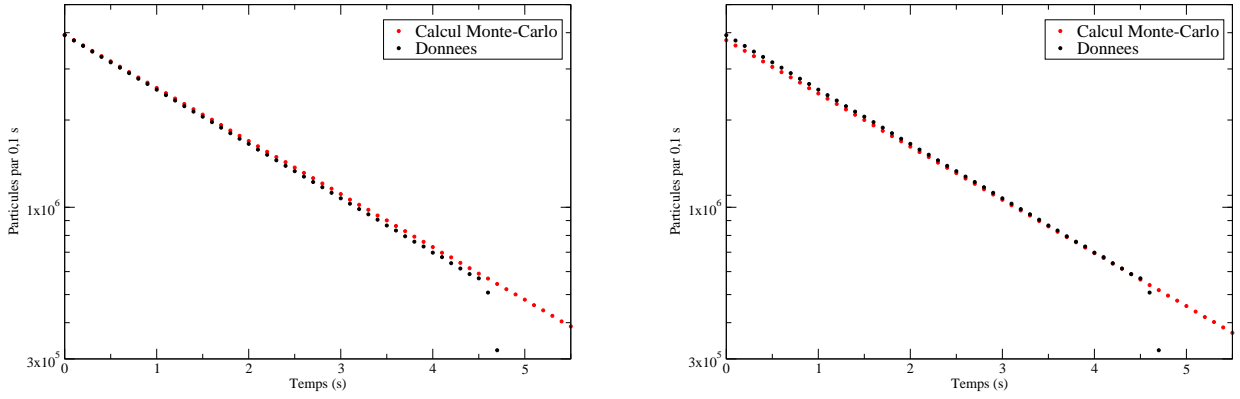


FIG. 4.13 – Les deux graphes montrent un zoom de la figure 4.12 avec en noir la distribution du nombre de particules β détectées lors de la mesure et en rouge deux calculs Monte-Carlo distincts. Le graphe de gauche présente un calcul normalisé par rapport à l'activité au début de la phase de décroissance ($t = 0$ s) et celui de droite un calcul normalisé par rapport à l'activité mesurée à la fin de la phase de décroissance ($t = 4,5$ s).

des deux valeurs.

Pour l'exemple présenté dans les figures 4.12 et 4.13, le nombre de particules β émises par ^{18}Ne à partir du premier calcul est de 79956254 particules et celui obtenu à partir du deuxième calcul est de 79961503 particules. La valeur de $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$ déterminée pour cette mesure est ainsi de 79958879 ± 2625 particules.

Comme on ne peut pas être sûr que la contamination du faisceau en ^{18}F est restée constante tout au long de l'expérience, on a supposé que cette contamination variait de 0 à deux fois la valeur déduite de l'ajustement de la mesure la plus longue de la durée de vie de ^{18}Ne , soit $2 \times 46 \% = 92 \%$. Même si ce n'est pas réaliste, cela permet d'être sûr de ne pas sous-estimer l'impact d'une fluctuation importante de la contamination en ^{18}F du faisceau. On a ainsi refait le premier des deux calculs précédents en fixant à 92 % la contamination du faisceau en ^{18}F et en ajustant l'intensité de ^{18}Ne de manière à reproduire le nombre de particules β observées au début de la phase de décroissance de l'activité. On a ainsi obtenu une nouvelle valeur inférieure du nombre $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$ pour cette mesure de 79861144 particules. L'incertitude sur le nombre de particules β issues de la décroissance de ^{18}Ne associée à la prise en compte de la fluctuation possible de la contamination en ^{18}F est donnée par la différence entre les résultats des calculs effectués avec 46 % et 92 % de contamination : elle est pour cette mesure particulière de 95110 particules.

La valeur finale de $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$ pour cette mesure est de $79958879 (2625)_{MC} (95110)_{^{18}\text{F}} = 79958879 (95146)$ particules. La précision sur l'incertitude totale associée à N_{β} est de 0,12 %. Elle est plus faible que la précision recherchée sur le rapport d'embranchement.

Le tableau 4.5 donne pour chacune des 31 mesures de rapport d'embranchement effectuées le nombre total de particules β détectées dans la décroissance de ^{18}Ne , du ^{18}F contaminant le faisceau (en supposant que le taux de contamination est de 46 %), du ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et le nombre de particules β détectées issues de l'environnement (BF). Ces valeurs ont été extraites de la procédure décrite précédemment. L'incertitude statistique sur le nombre de particules β détectées dans la décroissance de

^{18}Ne a été augmentée pour tenir compte d'une possible variation du taux de contamination du faisceau en ^{18}F d'un facteur 2.

Le nombre total de décroissance $N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$ observées lors des mesures du rapport d'embranchement vaut 1819508680 (606189) particules et celui associé au bruit de fond total est de 3735905 (1933) particules. Ce dernier présente seulement 0,2 % des données. L'incertitude associée à la détermination du nombre β émises par le ^{18}Ne est également plus faible que la précision recherchée sur le rapport d'embranchement.

4.5 Détermination du nombre de raies γ à 1042 keV émises dans la décroissance de ^{18}Ne

Dans le paragraphe précédent, le nombre de particules β émises par le ^{18}Ne pendant la phase de décroissance de l'activité a été déduit des échelles de comptage. La détermination du nombre de raies γ à 1042 keV détectées en coïncidence avec les particules β repose quant à elle sur l'enregistrement des événements γ détectés par le détecteur HPGe CENBG au moyen d'un module ADC dont la fenêtre de codage est déclenchée par une coïncidence $\beta - \gamma$. Le spectre en énergie γ analysé est conditionné par le fait que l'amplificateur associé au détecteur HPGe CENBG n'a pas détecté un événement d'empilement. Le nombre de raies γ doit ainsi être corrigé du temps mort de l'acquisition et du phénomène d'empilement décrits aux chapitres 2 et 3. Ces corrections seront traitées à la fin de ce paragraphe.

La figure 4.14 présente le spectre en énergie γ enregistré par le détecteur HPGe CENBG lors de l'une des 31 mesures sélectionnées précédemment du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne . Le spectre est largement dominé par la raie à 511 keV associée à l'annihilation des positrons émis dans la décroissance de ^{18}Ne (ou de ^{18}F). La seconde raie la plus importante est celle à 1041,5 keV qui caractérise la décroissance super-permise de ^{18}Ne . Une troisième raie de faible intensité est observée à 1022 keV qui correspond à la détection simultanée de deux photons de 511 keV issus de l'annihilation de deux positrons émis par deux noyaux distincts. Le spectre met en évidence un seul autre pic d'intensité significative, à une énergie voisine de 557 keV. Ce pic est visible à la même énergie dans tous les spectres enregistrés avec l'acquisition du GANIL, quel que soit le détecteur utilisé (HPGe1, HPGe2 ou HPGe CENBG). En revanche, il n'a pas été observé dans les spectres en énergie γ enregistrés avec l'acquisition du CENBG, ni lors des mesures d'efficacité effectuées avec les sources radioactives de ^{60}Co présentées dans le chapitre précédent. Les modules ADC utilisés dans les acquisitions du GANIL et du CENBG sont de types différents : de type VXI pour la première et de type VME pour la seconde. En outre, les mesures d'efficacité décrites dans le chapitre précédent ont été effectuées à faible taux de comptage du fait de la faible activité des sources utilisées, et dans un mode de déclenchement de l'acquisition des données dans lequel les événements γ enregistrés déclenchaient eux-même l'acquisition. On a donc supposé que le pic à $557 = 511 + 46$ keV observé lors de l'expérience E622S était dû à un dysfonctionnement de l'ADC de type VXI utilisé dans l'acquisition du GANIL, que son intensité était proportionnelle au taux de comptage, et liée au mode d'acquisition des données (coïncidences β - γ). Ces différentes hypothèses sont discutées dans le paragraphe suivant.

Mesure	$N_{\beta}^{obs}(^{18}\text{Ne})$	$N_{\beta}(^{18}\text{F})^{Faisceau}$	$N_{\beta}(^{18}\text{F})^{fils}$	N_{β}^{BF}
1	9185619 (21073)	21001 (144)	2947 (54)	9189 (96)
2	6705385 (15202)	15172 (123)	2062 (45)	6712 (82)
3	56327385 (127772)	127774 (357)	17526 (132)	7684 (88)
4	56937499 (128682)	73907 (272)	73269 (271)	8435 (92)
5	45087406 (102878)	102343 (320)	14147 (119)	6730 (82)
6	53790834 (121982)	121613 (349)	16937 (130)	8422 (92)
7	68654679 (156355)	155716 (395)	21530 (147)	10247 (101)
8	57970068 (131706)	131585 (363)	18126 (135)	8605 (93)
9	32382553 (43963)	58089 (241)	10189 (101)	7323 (85)
10	68138561 (96903)	90804 (301)	16849 (301)	16074 (127)
11	45753181 (62403)	60887 (247)	14195 (119)	13225 (115)
12	52539670 (70299)	69892 (264)	16491 (128)	15234 (123)
13	54125638 (73778)	71826 (268)	16875 (130)	15558 (125)
14	51385297 (69189)	68121 (261)	15947 (126)	14642 (121)
15	42499028 (56894)	56730 (238)	12433 (111)	12433 (111)
16	47126790 (62568)	68225 (261)	14933 (122)	14045 (118)
17	52175358 (68667)	75034 (274)	16271 (127)	14841 (122)
18	62851376 (82399)	91474 (302)	19933 (141)	16650 (129)
19	62512883 (141922)	90419 (301)	19547 (140)	16998 (130)
20	83754598 (128418)	101684 (319)	23904 (155)	16791 (129)
21	71698264 (123247)	99525 (315)	23346 (153)	16545 (129)
22	75968236 (125414)	107355 (328)	23521 (153)	16126 (127)
23	79958879 (95110)	107020 (327)	25164 (159)	15963 (126)
24	76423100 (135907)	101928 (319)	23940 (155)	15465 (124)
25	74251404 (133676)	98193 (313)	22884 (151)	15319 (124)
26	77461091 (140177)	102466 (320)	24171 (155)	15557 (125)
27	79814326 (142508)	105850 (325)	24992 (158)	16399 (128)
28	70009888 (126206)	93080 (305)	21935 (148)	14052 (118)
29	75956284 (135176)	100987 (318)	23901 (154)	14976 (122)
30	89116453 (159614)	117974 (343)	27775 (167)	12310 (111)
31	38946947 (70922)	51255 (226)	11978 (109)	7788 (88)

TAB. 4.5: Récapitulatif du nombre total de particules β émises par le ^{18}Ne , le ^{18}F provenant du faisceau, le ^{18}F provenant de la décroissance de ^{18}Ne et par l'environnement pendant la phase de décroissance de l'activité pour les 31 mesures de rapport d'embranchement analysées.

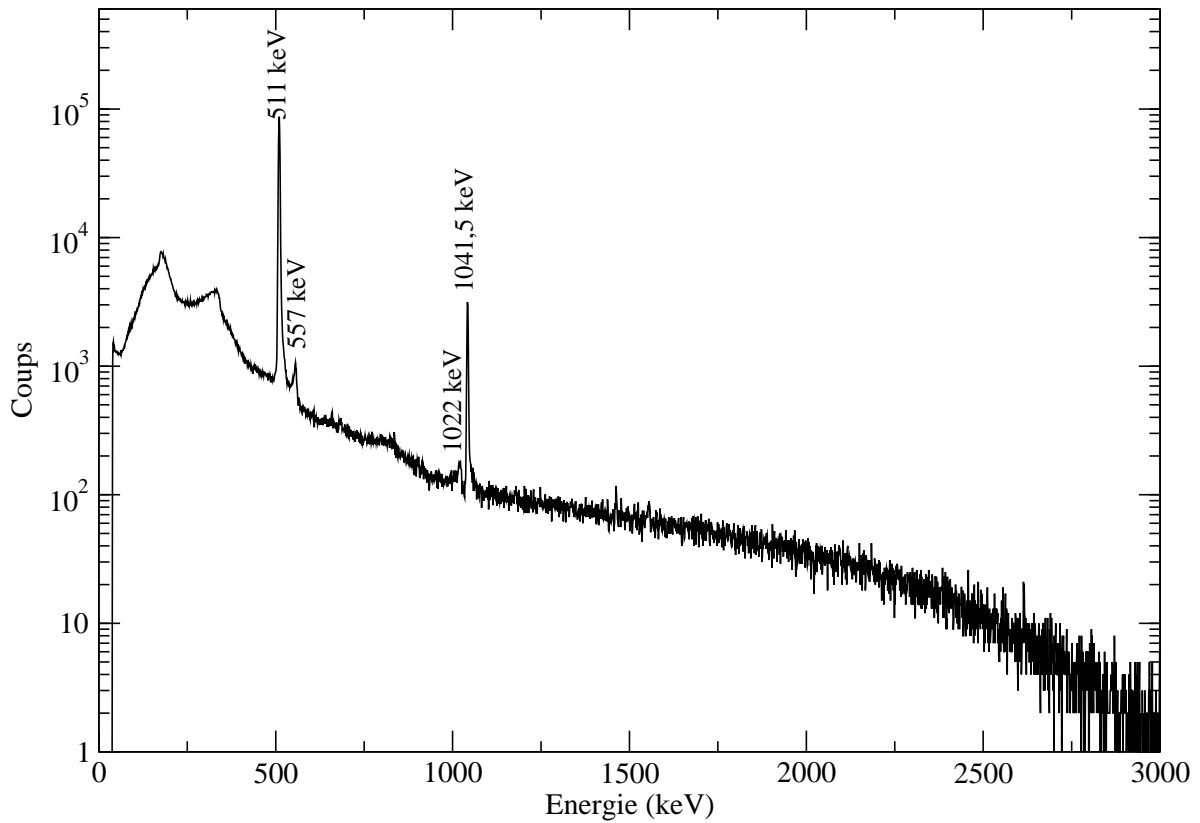


FIG. 4.14 – Spectre en énergie γ enregistré par le détecteur HPGe CENBG en coïncidence avec les particules β pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne lors de l'expérience E622S.

4.5.1 Etude du pic à 557 keV observé pendant l'expérience E622S

Pour vérifier l'hypothèse d'un lien entre le pic à 557 keV et la détection en coïncidence avec des particules β de la raie à 511 keV, on a étudié le rapport du nombre de coups dans les deux pics en fonction du taux de comptage. Pour cela, on a considéré la troisième mesure courte de rapport d'embranchement qui, d'après la figure 4.6 et le tableau 4.5, est celle pour laquelle le taux de déclenchement de l'acquisition était le plus élevé avec près de $1,6 \times 10^4$ particules β détectées en moyenne dans le premier dixième de seconde de la phase de décroissance de chaque cycle de la mesure. On a ensuite évalué le nombre de coups γ enregistrés en moyenne à 511 keV et à 557 keV par tranche de 0,9 s pendant la phase de décroissance de l'activité. Pour déterminer la fréquence du nombre de coups à 511 keV dans la mesure considérée, on a sommé tous les cycles puis soustrait par tranche de 0,9 s le nombre de coups enregistrés entre 503 et 529 keV de celui enregistré entre 476 et 502 keV (soustraction du bruit de fond). On a procédé de la même manière pour déterminer la fréquence d'apparition du nombre de coups à 557 keV en soustrayant le nombre de coups enregistrés entre 547 et 563 keV de celui enregistré entre 564 et 580 keV.

La figure 4.15 montre une très forte corrélation entre la fréquence d'apparition des coups à 557 keV et celle de la détection de la raie à 511 keV. Le rapport du nombre de coups à

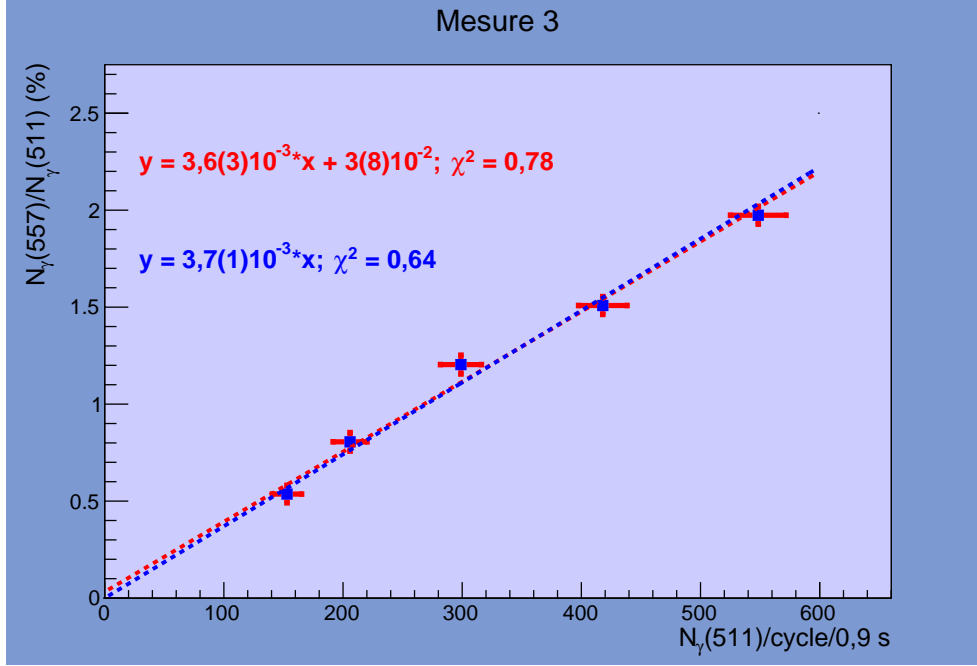


FIG. 4.15 – Rapport du nombre de coups observés à 557 et à 511 keV en fonction du nombre de coups observés à 511 keV lors de la troisième mesure du rapport d’embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne . Le spectre en temps des raies γ détectées en coïncidence avec des particules β a été échantillonné par pas de 0,9 s. Les deux droites en traits pointillés représentent des ajustements de la distribution obtenue en considérant une dépendance linéaire du rapport avec la fréquence de détection de la raie à 511 keV.

ces deux énergies varie linéairement en fonction du taux de détection de la raie à 511 keV comme l’illustrent les deux ajustements représentés. La distribution a été ajustée au moyen de deux droites dont on a forcé ou non le passage par l’origine. Les valeurs des paramètres ainsi que les valeurs de χ^2 réduit obtenues indiquent que le nombre de coups observés à 557 keV est bien proportionnel à celui du nombre de raies détectées à 511 keV.

Les données γ exploitées ne sont corrigées ni de l’empilement ni du temps mort de l’acquisition. La parfaite proportionnalité entre le nombre de coups enregistrés aux deux énergies laisse donc supposer que le pic à 557 keV constitue en fait une fraction des coups qui auraient dû être enregistrés à 511 keV. Cette anomalie concerne donc à priori toutes les raies γ détectées en coïncidence avec les particules β , dont celle à 1041,5 keV. Il faudra donc corriger le nombre de raies γ détectées à 1041,5 keV d’un facteur qui dépendra de la fréquence d’apparition de la raie dans les mesures de coïncidence $\beta - \gamma$.

On peut évaluer grossièrement l’importance de cette correction en considérant que le rapport des intensités des raies à 1041,5 et à 511 keV est de l’ordre de $0,077/2 \sim 4\%$. Or d’après la figure 4.15, pour une fréquence de détection de la raie à 511 keV égale à 4 % de la fréquence maximale, soit $\sim 600 \cdot 0,04 = \sim 25$ coups/cycle/0,9 s, la correction à apporter est au plus de $\sim 25 \cdot 4 \times 10^{-3} \sim 0,1\%$. Cette valeur faible explique pourquoi on n’observe pas pour le pic à 1041,5 keV une structure similaire à celle observée pour le pic à 511 keV dans le spectre de la figure 4.14 : on ne peut pas le distinguer des fluctuations du bruit de

fond. Il faut cependant comprendre l'origine de l'apparition du pic secondaire à 557 keV de manière à évaluer la correction à appliquer au nombre de coups observés à 1041,5 keV et pour remédier au problème lors d'expériences futures. Cette analyse est décrite dans les paragraphes suivants.

Test de l'ADC de type VXI utilisé dans l'acquisition du GANIL

Pour comprendre l'origine du pic à 557 keV dans les mesures courtes du rapport d'embranchement de la décroissance $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne , on a effectué des tests dans la station d'identification de SPIRAL en utilisant une source radioactive de ^{137}Cs émettant une raie γ caractéristique à 662 keV et un générateur d'impulsions. La figure

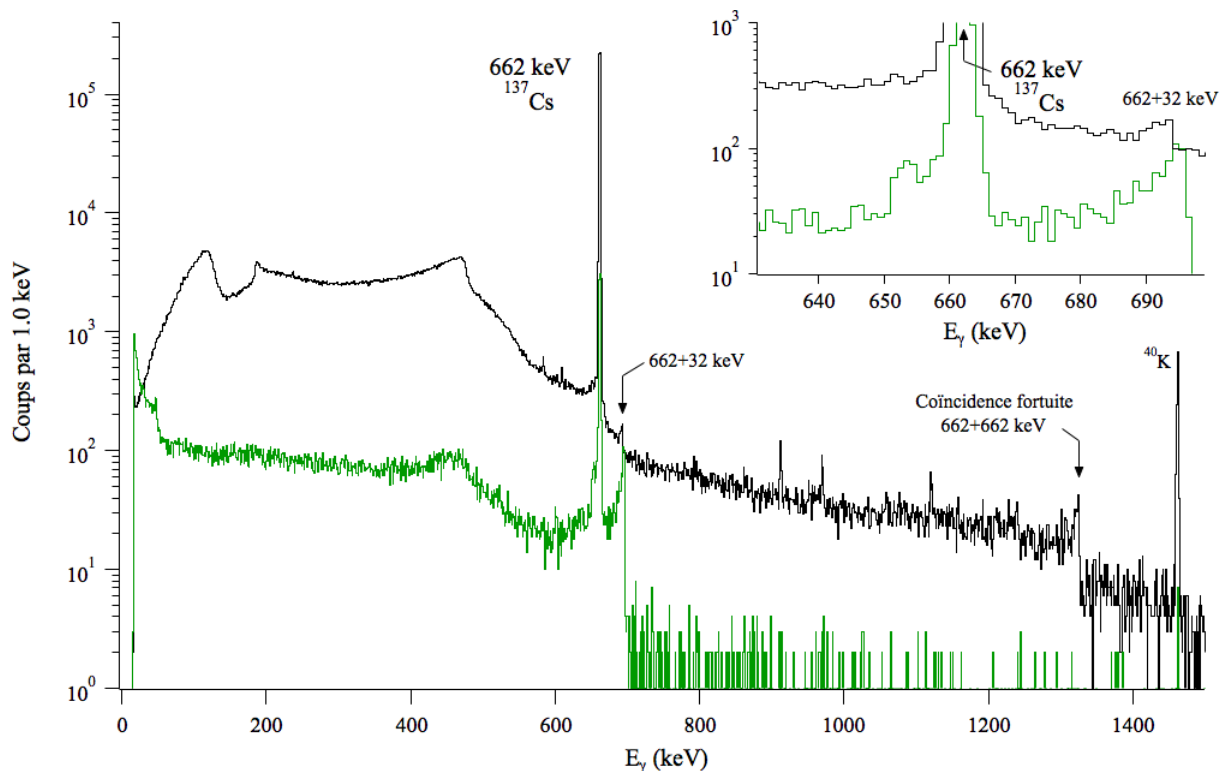


FIG. 4.16 – La figure montre en noir une partie du spectre en énergie γ obtenu avec le détecteur HPGe1 en utilisant une source radioactive de ^{137}Cs . Le spectre en vert est obtenu dans les mêmes conditions mais en déclenchant l'acquisition avec un générateur d'impulsions. L'insert montre en gros plan la zone d'intérêt au voisinage du pic à 662 keV issu de la décroissance de la source radioactive.

4.16 montre la superposition de deux spectres en énergies γ obtenus à l'aide de l'acquisition du GANIL avec le détecteur HPGe1. Le spectre représenté en noir a été obtenu en une dizaine de minutes en déclenchant l'acquisition du GANIL à l'aide du signal rapide issu du détecteur germanium. Le détecteur déclenchait donc lui-même l'acquisition des données qu'il enregistrerait. Dans cette mesure, la source de ^{137}Cs a été positionnée à une distance très proche du détecteur, de sorte que le taux de déclenchement de l'acquisition était élevé, de l'ordre de 2 kHz. La forte activité γ se traduit par l'observation d'un pic

à 2×662 keV associé à la détection fortuite de deux raies γ à 662 keV émises simultanément par deux noyaux de ^{137}Cs différents. On observe également dans le spectre une structure à une énergie de 662+32 keV, similaire à celle observée pendant l'expérience E622S à 511+46 keV. On a vérifié que cette structure était liée au taux de déclenchement de l'acquisition en observant sa disparition lorsque la source radioactive est éloignée du détecteur.

Le spectre représenté en vert a quant à lui été obtenu en plaçant la source radioactive de ^{137}Cs à la même distance du détecteur HPGe1 que lors de la mesure précédente, mais en déclenchant cette fois l'acquisition à l'aide d'un signal logique délivré à une fréquence de 1 kHz par un générateur d'impulsions. La prise de données a été effectuée pour cette mesure pendant près de deux heures. Le spectre en énergie γ associé compte beaucoup moins de coups que le spectre noir parce que la probabilité qu'une raie γ soit émise par la source radioactive juste après que l'acquisition ait été déclenchée par le générateur d'impulsions est faible : il faut qu'il y ait une coïncidence fortuite entre les deux événements. On observe cependant dans le spectre vert la même structure à 662 + 32 keV, et son intensité par rapport à celle du pic à 662 keV est beaucoup plus importante. On peut en conclure qu'elle est liée non seulement au taux de déclenchement de l'acquisition des données, mais également au mode de déclenchement de l'acquisition. On a alors formulé l'hypothèse que cette structure consiste en des événements γ ayant cédés 662 keV au détecteur par effet photoélectrique, mais qu'ils sont mal codés par l'ADC VXI de l'acquisition du GANIL parce qu'ils n'ont pas eux-mêmes déclenché l'acquisition : ils arrivent à un mauvais endroit de la porte de codage de l'ADC ouverte par un autre événement ayant déclenché l'acquisition et cela se traduit par un décalage en énergie du coup correspondant dans le spectre obtenu à l'aide du module ADC.

Pour vérifier cette hypothèse de nouveaux tests ont été effectués en déclenchant l'acquisition des données par le signal logique délivré par un générateur d'impulsions dont la sortie analogique a été envoyée à l'ADC avec un retard variable. La figure 4.17 illustre les différents réglages effectués :

- le graphe a) montre le réglage optimal du retard du signal analogique qui arrive au milieu de la porte de codage, entre t_{min} et t_{max} . Dans ce cas, l'impulsion est codée correctement par le module ADC qui donne une valeur numérique $E = h_{max}$ proportionnelle à la hauteur de l'impulsion analogique.
- les graphes b) et d) montrent des réglages du retard pour lesquels l'impulsion analogique passe par un maximum avant l'ouverture de la porte de codage ($t_S < 0$) ou après sa fermeture ($t_S > t_{max}$). Dans les deux cas, le module ADC ne peut pas coder correctement l'impulsion car il n'est pas capable de déterminer son amplitude maximale. Le signal codé est alors compris entre 0 et une valeur proportionnelle à la hauteur maximale du signal compris dans la porte de codage : $E < h_{max}$.
- le graphe c) illustre le cas où l'impulsion analogique arrive un peu trop tôt par rapport à la porte de codage, mais passe cependant par un maximum à l'intérieur de la porte de codage ($0 < t_S < t_{min}$). On a constaté que le signal codé associé est plus élevé que celui obtenu dans le premier cas de figure : $E > h_{max}$.

Le dysfonctionnement de l'ADC est ainsi lié au procédé mis en œuvre par le module pour détecter le passage par un maximum de l'impulsion analogique. Si ce passage a lieu trop tôt après l'ouverture de la porte, la valeur numérique donnée par le module est plus grande que celle attendue. Ces tests ont été répétés avec un second module ADC VXI du GANIL

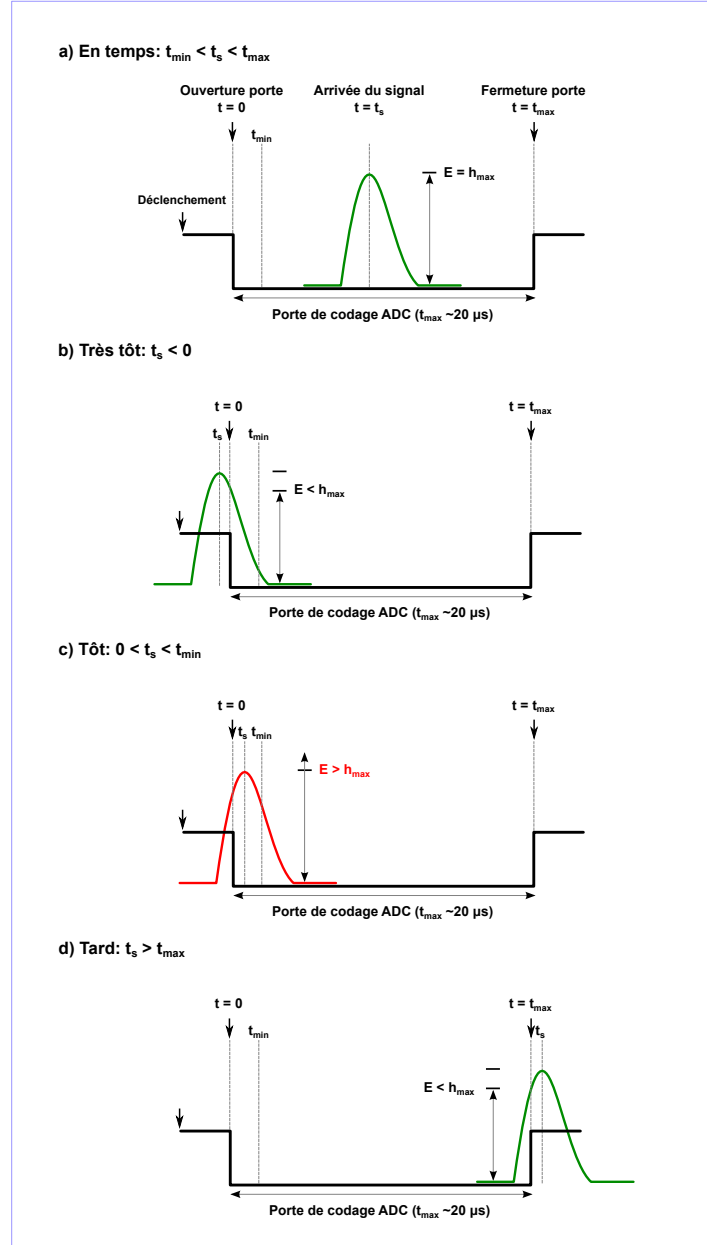


FIG. 4.17 – Illustration des tests d'un module ADC VXI de l'acquisition GANIL effectués à l'aide d'un générateur d'impulsions. Les graphes a) à d) représentent différents réglages du temps d'arrivée de l'impulsion analogique par rapport à l'ouverture et à la fermeture de la porte de codage de l'ADC. Ces tests ont montré que lorsque l'impulsion analogique arrive trop tôt et passe par un maximum juste après l'ouverture de la porte de codage (cas c)), le signal codé E est supérieur à la valeur h_{\max} obtenue lorsque le signal passe par un maximum au milieu de la porte de codage (cas a)). Dans les autres cas (b) et d), le signal codé est plus faible que la valeur h_{\max} .

et les mêmes effets ont été observés. Il s'agit donc bien d'un dysfonctionnement du type de module ADC utilisé. Ils nous ont permis de comprendre l'origine du pic à 557 keV observé pendant l'expérience E622S.

Origine du pic à 557 keV observé pendant l'expérience E622S

Lors des tests réalisés avec le générateur d'impulsions, un seul signal analogique était envoyé au codeur ADC. En revanche, lors des tests réalisés avec la source radioactive de ^{137}Cs , plusieurs signaux analogiques pouvait arriver entre le début et la fin de la porte de codage. Le pic observé à 2×662 keV est ainsi dû à l'empilement de deux raies γ à 662 keV, que l'amplificateur n'a pas pu différencier car elles sont détectées quasiment simultanément. Imaginons à présent que les deux raies γ à 662 keV soient détectées à plusieurs microsecondes d'intervalle, et que la première soit détectée alors que l'acquisition est en temps mort parce qu'elle traite déjà un événement γ : l'acquisition peut être déclenchée par la détection de la seconde raie à 662 keV, mais le signal analogique associé à la première raie à 662 keV peut parvenir à l'ADC au début de la porte de codage. Ce cas de figure est illustré dans le graphe a) de la figure 4.18. Les deux signaux associés à la détection des raies à 662 keV ont la même amplitude et le codeur ADC va convertir le premier signal. Comme celui-ci passe par un maximum au début de la porte de codage, la valeur codée sera supérieure à celle attendue pour la détection d'une raie à 662 keV. C'est ainsi que l'on explique l'observation de la structure à $662 + 32$ keV lors des tests réalisés avec la source radioactive de ^{137}Cs .

Pendant les mesures de rapport d'embranchement réalisés lors de l'expérience E662S, l'acquisition du GANIL était déclenchée par la détection d'une particule β et d'une raie γ en coïncidence. On peut supposer que la structure observée à $511 + 46$ keV est due au codage d'un signal associé à la détection d'une première raie γ à 511 keV, enregistrée par le détecteur HPGe CENBG quelques microsecondes avant la détection d'une autre raie γ à 511 keV, observée elle en coïncidence avec une particule β . C'est ce dernier événement β - γ qui a déclenché l'acquisition des données et un mauvais codage de la première raie à 511 keV arrivée au début de la porte de codage.

Dans le cas de la mesure effectuée avec la source de ^{137}Cs , il faut trois événements γ détectés en un temps suffisamment court, dont deux raies γ à 662 keV à quelques microsecondes d'intervalle, pour que le codeur donne une valeur de $662 + 32$ keV. Dans le cas de l'expérience E622S, il faut trois événements γ dont deux raies à 511 keV et un événement β détecté en coïncidence avec la dernière raie à 511 keV. La probabilité d'un tel scénario est très faible et c'est pourquoi la structure observée à $511 + 46$ keV a une amplitude réduite mais d'autant plus grande que la fréquence de détection des raies à 511 keV est élevée.

Les graphes b) et c) de la figure 4.18 illustrent des scénarios similaires, mais pour des signaux arrivant au début de la porte de codage associés à des raies γ d'amplitude plus grande ou plus petite que celle du signal associé à la raie γ détectée en coïncidence avec une particule β . Dans le premier cas, le codeur va (mal) coder le premier signal alors que dans le second cas, il va probablement coder correctement le second, plus grand en amplitude. C'est sur la base de cette analyse qu'on peut à présent estimer l'influence du dysfonctionnement du codeur sur la mesure de l'intensité de la raie à 1041,5 keV émise en coïncidence avec une particule β lors de l'expérience E622S.

Correction de l'intensité du pic à 1041,5 keV

Le mécanisme décrit précédemment pour expliquer l'apparition de la structure à $511 + 46$ keV visible dans la figure 4.14 s'applique indépendamment de l'énergie des raies γ

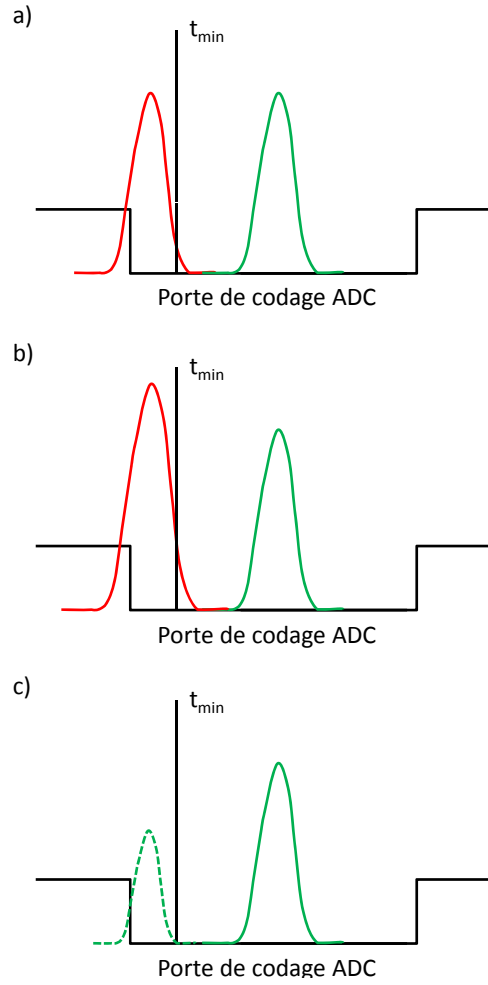


FIG. 4.18 – La figure illustre les différents cas qui peuvent se présenter lorsqu’une première impulsion arrive dans la fenêtre de codage de l’ADC avant celle associée à l’évènement qui a déclenché l’acquisition et donc l’ouverture de la porte de codage. Suivant l’amplitude du premier signal, l’ADC va coder le premier signal (cas a) et b)), ou bien le second (cas c)).

observées. Il suffit que deux raies de même énergie soient détectées à quelques microsecondes d’intervalle. Comme chaque décroissance β^+ de ^{18}Ne s’accompagne de l’émission de deux raies γ à 511 keV, le cas de figure décrit dans le graphe a) de la figure 4.18 est deux fois plus probable pour la raie à 511 keV que pour toute autre raie γ , indépendamment de l’intensité relative des transitions. Le rapport $N_{\gamma}^{obs}(511+46)/N_{\gamma}^{obs}(511)$ est donc deux fois supérieur au rapport $N_{\gamma}^{obs}(1042+\delta)/N_{\gamma}^{obs}(1042)$, où δ est le décalage en énergie que l’on observerait sur la fraction des coups à 1042 keV mal codés par le module ADC si sa fréquence de détection le permettait. Le nombre d’évènements γ à 1042 keV observé lors des mesures sera ainsi corrigé par la suite dans l’équation 4.3 du facteur $(1 + 0,5 \times N_{\gamma}^{obs}(511+46)/N_{\gamma}^{obs}(511))$ où $N_{\gamma}^{obs}(511+46)$ et $N_{\gamma}^{obs}(511)$ sont les nombres de coups observés dans la même mesure aux énergies de 511 + 46 et 511 keV :

$$N_{\gamma}^{obs}(1042)_{corr} = N_{\gamma}^{obs}(1042) * \left(1 + \frac{1}{2} * \frac{N_{\gamma}^{obs}(511 + 46)}{N_{\gamma}^{obs}(511)} \right) \quad (4.6)$$

Cette correction du nombre de coups observés à 1041,5 keV est statistique. L'incertitude sur cette correction est comprise entre 0 et le nombre de coups ajouté. L'incertitude sur le nombre total de coups dans le pic à 1041,5 keV, $\Delta N_{\gamma}^{obs}(1042)$, sera remplacée dans l'équation 4.4 par deux valeurs minimale et maximale :

$$\Delta N_{\gamma}^{obs}(1042)_{min} = \Delta N_{\gamma}^{obs}(1042) = \sqrt{N_{\gamma}^{obs}(1042)} \quad (4.7)$$

$$et \quad \Delta N_{\gamma}^{obs}(1042)_{max} = \sqrt{N_{\gamma}^{obs}(1042)} * \left(1 + \frac{1}{2} * \frac{N_{\gamma}^{obs}(511 + 46)}{N_{\gamma}^{obs}(511)} \right) \quad (4.8)$$

L'origine de la structure à 557 keV observée dans les spectres en énergie γ obtenus lors des mesures courtes de rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne ayant été élucidée et prise en compte dans l'analyse des données, on peut à présent évaluer le nombre de raies γ à 1041,5 keV observées en coïncidence avec les particules β détectées.

4.5.2 Nombre de coups observés à 1041,5 keV

Pour chacune des 31 mesures sélectionnées, le nombre de coups à 1041,5 keV obtenu en coïncidence avec les particules β a été extrait à partir des spectres en temps obtenus pendant la phase de décroissance de l'activité : le nombre de coups γ enregistré entre 1035 et 1052 keV a été diminué du nombre de coups enregistré dans la même période dans le bruit de fond à gauche (entre 1026 et 1034 keV) et à droite du pic (entre 1053 et 1061 keV). Ces nombres de coups ont été déterminés en sommant les spectres en temps de tous les cycles d'une même mesure, échantillonnés par pas de 0,1 s. Cette procédure donne pour chacune des mesures 45 valeurs distinctes qu'il faut ensuite corriger individuellement de l'effet induit par le dysfonctionnement du module ADC, du temps mort de l'acquisition et du phénomène d'empilement. Les corrections sont effectuées pour des pas en temps de 0,1 s car elles sont toutes les trois proportionnelles aux taux d'évènement et de déclenchement de l'acquisition. Le nombre total de raies γ à 1041,5 keV observées en coïncidence avec les particules β varie de ~ 1000 à ~ 8000 suivant les différentes mesures, avant l'application des trois corrections. Il est donné dans la deuxième colonne du tableau 4.6 pour les 31 mesures considérées. La seconde colonne donne en pourcentage du nombre de raies observées à 1041,5 keV la correction statistique associée au dysfonctionnement de l'ADC (équation 4.7). Les deux corrections de temps mort et d'empilement sont quant à elles décrites ci-dessous.

Correction de temps mort sur le nombre de raies observées à 1041,5 keV

L'évaluation de la correction de temps mort repose sur la même procédure que celle décrite dans le second chapitre : elle est effectuée à partir d'une échelle de comptage vers

laquelle a été envoyé le signal logique généré à une fréquence de 10 kHz par un module d'holorge ainsi qu'une copie de ce signal filtré par le signal de temps mort de l'acquisition (voir la figure 4.5). Cette correction est effectuée sur le nombre de coups à 1041,5 keV obtenu pour chaque intervalle de temps de 0,1 s de la phase de décroissance de l'activité en sommant tous les cycles d'une même mesure. Elle varie entre 5 % et 45 % pour le premier dixième de seconde de la mesure suivant le nombre de coïncidences β - γ détectées au début de la mesure. Elle atteint au plus 6 % pour le dernier dixième de seconde de la phase de décroissance de l'activité. La correction globale, c'est-à-dire le pourcentage de raies γ à 1041,5 keV non observées et déduit de la correction de temps mort est donnée dans la quatrième colonne du tableau 4.6 pour les 31 mesures du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne .

Correction d'empilement sur le nombre de raies observées à 1041,5 keV

La correction d'empilement sur le nombre de raies γ à 1041,5 keV a été effectuée en considérant pour chaque intervalle de 0,1 s de la phase de décroissance de l'activité, le rapport du nombre de coups observés dans le spectre associé à la détection d'un empilement par l'amplificateur connecté au détecteur HPGe CENBG et le nombre total de coups obtenu dans le spectre en énergie γ .

La figure 4.19 montre pour une mesure donnée le spectre des événements empilés produit à l'aide du signal de détection d'un empilement généré par l'amplificateur. Comme mentionné précédemment lors de la description de l'électronique d'acquisition des données, le signal est obtenu en dupliquant le signal logique délivré par l'amplificateur et en générant un signal analogique au moyen d'un module TAC : le signal d'origine démarre le module qui est arrêté par le signal dupliqué, retardé de 32 ns. Le retard entre les signaux envoyés au TAC étant constant, on devrait en principe observer un pic très fin à un canal donné, dont la largeur serait associée au bruit électronique caractérisant l'impulsion délivrée par le module TAC et à la résolution du module ADC utilisé pour coder le signal généré par le TAC. On observe au contraire une structure complexe présentant plusieurs pics de forte intensité, suivie d'une seconde structure d'intensité beaucoup plus faible. Les deux photographies de signaux pris à l'oscilloscope insérées dans le spectre permettent de comprendre l'allure du spectre observé : les signaux générés par le TAC sont représentés en bleu en haut et en jaune en bas. Ils sont larges (quelques microsecondes) et leur allure est proche de celle d'un signal logique positif avec un temps de montée très rapide. Il est probable que le procédé permettant au module ADC de déterminer l'amplitude maximale du signal ne fonctionne pas très bien, ce qui explique la forme de la structure la plus intense du spectre : la valeur de codage associée au passage par un maximum du signal n'est pas constante mais varie d'un événement à un autre. On voit également sur la photographie du bas un cas de figure similaire à celui du graphe c) de la figure 4.17 : le signal délivré par le module TAC est arrivé au tout début de l'ouverture de la porte de codage représentée en rose et la valeur codée est probablement supérieure à celle donnée par le module ADC dans le cas de la photographie au dessus. La seconde structure observée dans le spectre, d'une intensité beaucoup plus faible que la première, est certainement associée à ce type d'événement.

Pour vérifier la validité du mode de détection et de codage des événements empilés et la correction associée du nombre de raies γ observées à 1041,5 keV, des tests ont été

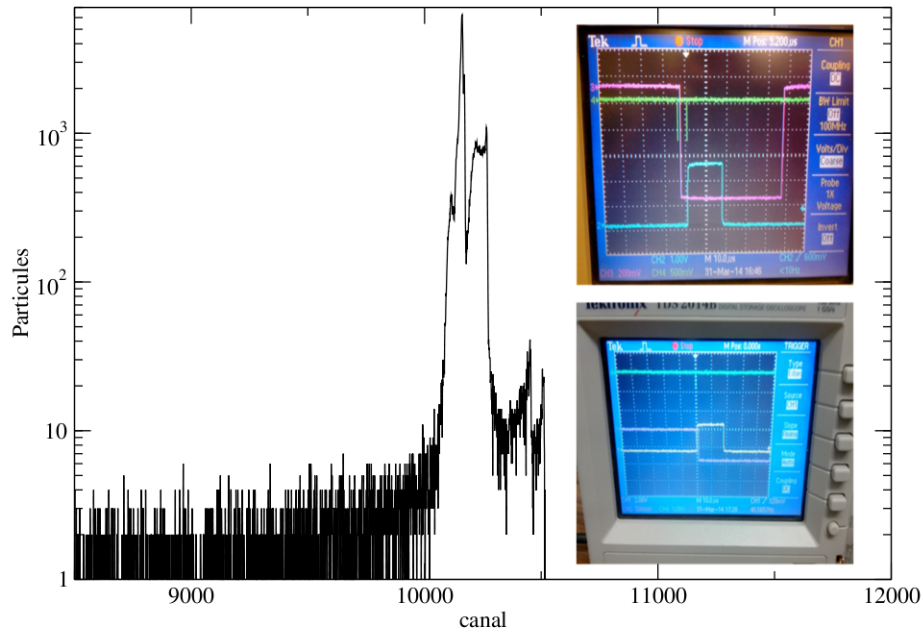


FIG. 4.19 – La figure représente pour une mesure caractéristique du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne , le spectre d'empilement obtenu au moyen d'un module TAC à partir du signal d'empilement généré par l'amplificateur associé au détecteur HPGe CENBG. Les photographies insérées dans le spectre montrent deux exemples des signaux envoyés par le module TAC au codeur ADC : dans la photographie du haut, le signal d'empilement en bleu arrive au début de la porte de codage de l'ADC visible en rose. Dans la photographie du bas, le signal issu du module TAC arrive au tout début de la porte de codage.

réalisés à l'issue de l'expérience avec le détecteur HPGe1 à l'aide de sources radioactives de ^{60}Co et de ^{133}Ba d'activités différentes. La décroissance β de ces isotopes est suivie de l'émission de plusieurs transitions γ dont la multiplicité moyenne est respectivement de 2,0 pour la source de ^{60}Co et de 3,6 pour la source de ^{133}Ba . La figure 4.20 compare le taux d'événements d'empilement mesuré en positionnant les sources à différentes distances du détecteur aux résultats de calculs théoriques effectués d'après la référence [38]. Le « temps d'empilement » τ est l'intervalle de temps pendant lequel l'amplificateur est capable de détecter un empilement. Il vaut, comme on l'a vu au chapitre 3, $\tau = 2,75$ fois le temps de mise en forme du signal par l'amplificateur [49], soit $5,5 \mu\text{s}$ lors de ces tests. Le graphe de gauche de la figure montre un très bon accord entre le taux d'empilement mesuré avec les deux sources et les calculs théoriques pour des taux de déclenchement de l'acquisition inférieurs à 2,5 kHz. Le graphe de droite montre que l'accord reste bon pour des taux de déclenchement de l'acquisition allant jusqu'à près de 8 kHz dans le cas de l'utilisation de la source de ^{133}Ba pour laquelle la multiplicité γ moyenne est de 3,6. Pour cette mesure particulière, le temps mort de l'acquisition était de l'ordre de 60 %. Le taux de détection réel était ainsi de l'ordre de 20 kHz. On constate une déviation par rapport à taux d'empilement théorique pour une fréquence de déclenchement de l'acquisition de l'ordre de 12 kHz, ce qui correspond à un taux de détection des raies γ émises par la source radioactive

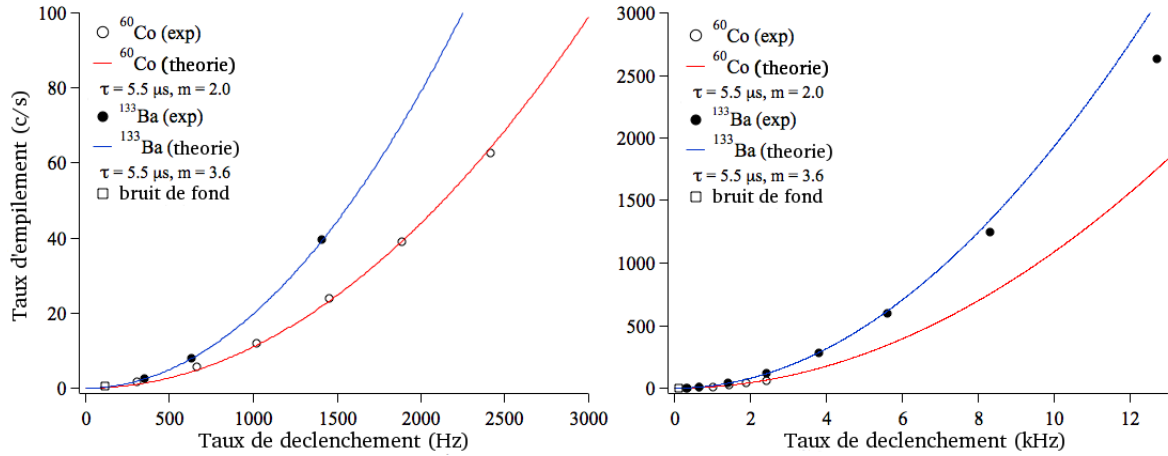


FIG. 4.20 – Les figures montrent les taux d’empilement mesurés à l’aide de sources radioactives de ^{60}Co et de ^{133}Ba pour différents taux de détection du rayonnement γ par le détecteur HPGe1. Les taux mesurés sont comparés à ceux attendus d’après la référence [38] pour un « temps d’empilement » $\tau = 5,5 \mu\text{s}$. La figure de gauche montre un très bon accord pour des taux de détection du rayonnement inférieur à 2,5 kHz avec les deux sources caractérisées par des décroissances (β -) γ de multiplicité moyenne = 2,0 (^{60}Co) et $m = 3,6$ (^{133}Ba). La figure de droite montre que l’accord reste bon pour des taux de déclenchement de l’acquisition inférieurs à 8 kHz dans le cas de l’utilisation de la source de ^{133}Ba .

de ^{133}Ba de l’ordre de 40 kHz en tenant compte du temps mort de l’acquisition qui était de l’ordre de 70 % pour cette mesure.

Lors de l’expérience E622S, le taux de détection maximum des particules β au début de la phase de décroissance de l’activité était de l’ordre de 160 kHz (voir la figure 4.7). Compte tenu de la distance entre la bande de collection de l’activité et les détecteurs plastique et HPGe CENBG, et compte tenu de la taille apparente de ces deux détecteurs, l’angle solide sous lequel le détecteur HPGe CENBG voyait l’activité collectée était environ trois fois plus faible que pour le détecteur plastique. La multiplicité γ moyenne associée à la décroissance de ^{18}Ne est légèrement supérieure à 1, sa décroissance β étant essentiellement suivie de l’émission de 2 raies γ à 511 keV émises à 180° l’une de l’autre. On peut donc estimer que le taux maximum de détection des raies γ était de l’ordre de 50 kHz au début de la mesure de la décroissance de ^{18}Ne . D’après ce qui précède, la correction d’empilement appliquée à l’aide du spectre extrait du module TAC pour un tel taux de comptage n’est pas validée par les tests réalisés à fort taux de détection à l’aide de la source radioactive de ^{133}Ba . Pourtant, cette correction est au plus de 18 % pour le premier dixième de seconde de la phase de décroissance pour les mesures réalisées avec le plus fort taux de comptage (~ 50 kHz), ce qui est proche de la valeur attendue d’après la figure 3.6 et l’équation 3.3 (~ 25 %) du chapitre précédent. Il semble donc que la détection du phénomène d’empilement à fort taux de comptage lors de l’expérience n’ait fonctionné correctement que du fait de la faible multiplicité γ moyenne associée à la décroissance de ^{18}Ne , ou bien du temps mort faible de l’acquisition dû à son déclenchement par la détection en coïncidence d’une particule β et d’un rayonnement γ . La correction globale appliquée est donnée pour chaque mesure dans la dernière colonne du tableau 4.6 sous

la forme d'un pourcentage du nombre de raies observées à 1041,5 keV avant l'application des différentes corrections.

Après avoir évalué dans les deux paragraphes précédents le nombre total de particules β associées à la décroissance de ^{18}Ne , le nombre total de raies γ à 1041,5 keV consécutives de sa décroissance, ainsi que les corrections associées, on peut à présent déterminer les rapports d'embranchements associés à la décroissance super-permise de ^{18}Ne pour chacune des mesures réalisées avec des cycles courts.

Mesure	$N_{\gamma}^{obs}(1042)$	$C_{\gamma}^{obs}(1042)_{ADC}$ (%)	$C_{\gamma}^{obs}(1042)_{DT}$ (%)	$C_{\gamma}^{obs}(1042)_{PU}$ (%)	$N_{\gamma}^{corr}(1042)$
1	1461	0,15	3,09	1,96	1463
2	1087	0,11	3,20	2,04	1088
3	7665	0,71	37,0	12,6	7731
4	8085	0,70	33,7	12,1	8151
5	6339	0,60	32,9	11,8	6386
6	7608	0,67	31,5	12,1	7667
7	9713	0,69	33,0	11,8	9790
8	8118	0,67	33,4	12,6	8183
9	4951	0,47	19,8	8,3	4977
10	9759	0,49	15,9	8,0	9806
11	6872	0,41	12,2	6,4	6899
12	7900	0,37	14,4	6,7	7931
13	7946	0,38	14,6	6,7	7978
14	7551	0,41	14,8	6,7	7583
15	6326	0,36	12,2	6,6	6349
16	7095	0,40	11,4	6,4	7122
17	7669	0,41	12,7	6,8	7700
18	9346	0,37	13,7	7,3	9383
19	9250	0,40	13,3	7,1	9287
20	11647	0,54	19,1	9,3	11712
21	10518	0,52	17,1	8,7	13933
22	10808	0,51	17,8	8,8	14454
23	11189	0,55	19,2	9,4	15326
24	10721	0,57	19,1	9,4	14669
25	10465	0,50	18,5	9,4	14208
26	10667	0,54	18,3	9,3	14434
27	11429	0,55	18,8	9,3	15561
28	9728	0,55	19,4	9,6	13387
29	10612	0,54	19,9	9,7	14711
30	12232	0,56	20,5	9,9	17125
31	5424	0,55	19,4	9,4	7448

TAB. 4.6: Récapitulatif pour chaque mesure courte du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne du nombre total de raies γ observées à 1041,5 keV en coïncidence avec la détection de particules β , ainsi que des trois corrections associées : la troisième colonne donne le pourcentage de coups à 1041,5 keV perdus du fait du dysfonctionnement du module ADC ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{ADC}$), la quatrième colonne le pourcentage de coups perdus du fait du temps mort de l'acquisition ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{DT}$), la cinquième colonne la correction d'empilement ($C_{\gamma}^{obs}(1042)_{PU}$) et la dernière colonne le nombre total de raies γ corrigé.

4.6 Analyse des rapports d'embranchements obtenus pour les différentes mesures

Les rapports d'embranchements de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne sont déduits pour chaque mesure du rapport du nombre de raies γ observées à 1041,5 keV, corrigé du dysfonctionnement du module ADC (équation 4.7), du temps mort de l'acquisition et de l'empilement, et du nombre de particules β détectées en coïncidence dans la décroissance de ^{18}Ne (équation 4.3). Le nombre de raies γ et les corrections associées sont données dans le tableau 4.6 et le nombre de particules β dans le tableau 4.5.

Si on considère les deux mesures 2 et 3 pour lesquelles l'activité en ^{18}Ne est respectivement la moins importante et la plus importante de toutes les mesures, les rapports d'embranchements obtenus pour les deux mesures sont respectivement de :

$$BR_{\gamma}(1042)_2 = 7,42 \text{ (23)\%} \quad (4.9)$$

$$\text{et } BR_{\gamma}(1042)_3 = 9,20 \text{ (11)\%} \quad (4.10)$$

où les incertitudes sont statistiques. Le résultat obtenu pour la seconde mesure n'est pas très éloigné de la valeur donnée dans la littérature (7,70(21)\%, [35]), alors que le résultat obtenu pour la troisième mesure réalisée avec un fort taux de comptage β - γ lui est supérieure de près de 7σ . Cela met en évidence une sérieuse anomalie dans la détermination de l'une ou l'autre des quantités estimées dans la troisième mesure.

Le nombre de particules β associées à la décroissance de ^{18}Ne étant extrait d'une échelle de comptage, il y a peu de chances que l'anomalie vienne de l'évaluation de ce nombre. En revanche, et particulièrement dans le cas de la troisième mesure, le nombre de raies γ observées à 1041,5 keV est extrait d'un spectre dont l'incrémentación est conditionnée par le taux déclenchement de l'acquisition. Les corrections en temps mort et en empilement ont été testées par ailleurs et il paraît peu probable que l'anomalie leur soit associée.

Pour y voir plus clair, on compare dans la figure 4.21 pour les deux mesures réalisées

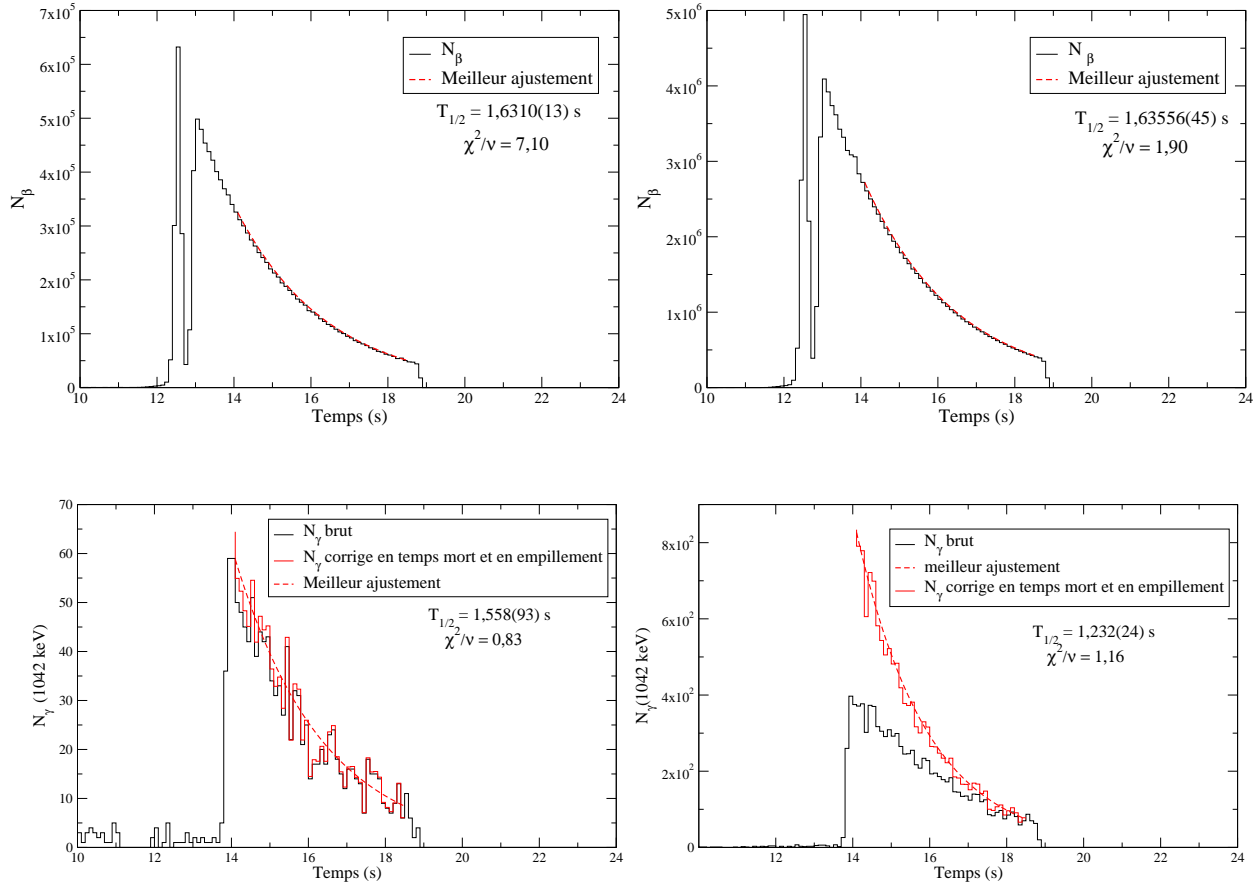


FIG. 4.21 – Les graphes comparent à gauche et à droite les taux de comptage des particules β (en haut) et des raies γ à 1041,5 keV (en bas) observées en coïncidence lors de la phase de décroissance de l'activité pour les mesures 2 et 3. Les distributions échantillonnées par pas de 0,1 s sont ajustées au moyen d'une exponentielle décroissante. Le nombre brut (en noir) de raies γ à 1041,5 keV est corrigé (en rouge) du temps mort et de l'empilement.

à faible et à fort taux de comptage, l'allure des distributions en temps des particules β détectées lors de la décroissance de ^{18}Ne et celles du nombre de raies γ observées à 1041,5 keV, corrigé du temps mort et de l'empilement suivant la procédure décrite au paragraphe précédent. Les deux graphes en haut de la figure montrent que les distributions en temps des particules β détectées peuvent être ajustées par des exponentielles décroissantes dont la constante de temps est similaire. Les taux de comptage β très différents dans ces deux mesures ne semblent donc pas avoir d'incidence sur l'évaluation du nombre de particules associées à la décroissance de ^{18}Ne . On peut noter que les constantes de temps sont proches de celles obtenues lors de l'ajustement des mesures longues de durée de vie de ^{18}Ne présentées plus haut (voir par exemple la figure 4.9) et qu'elles mettent ainsi également en évidence le problème du relâchement d'une partie de l'activité collectée. Les ajustements des distributions du nombre de raies γ observées en coïncidence à 1041,5 keV (graphes du bas), sont caractérisés par des constantes de temps différentes. Celle associée à l'évolution au cours du temps du nombre de raies γ à 1041,5 keV observée lors de la seconde mesure est compatible avec celle obtenue pour cette même mesure à partir

de l'ajustement de l'évolution au cours du temps du nombre de particules β détectées. En revanche, la constante de temps obtenue pour la troisième mesure est beaucoup plus courte, comme si un nombre trop important de raies γ à 1041,5 keV ont été observées au début de la phase de décroissance. Les graphes montrent également que les corrections de temps mort et d'empilement sont très importantes au début de la phase de décroissance de cette troisième mesure, réalisée à fort taux de comptage.

L'anomalie constatée semble donc être liée à l'activité de l'échantillon collecté. La figure 4.22 l'illustre d'une manière plus parlante : elle montre le rapport d'embranchement ex-

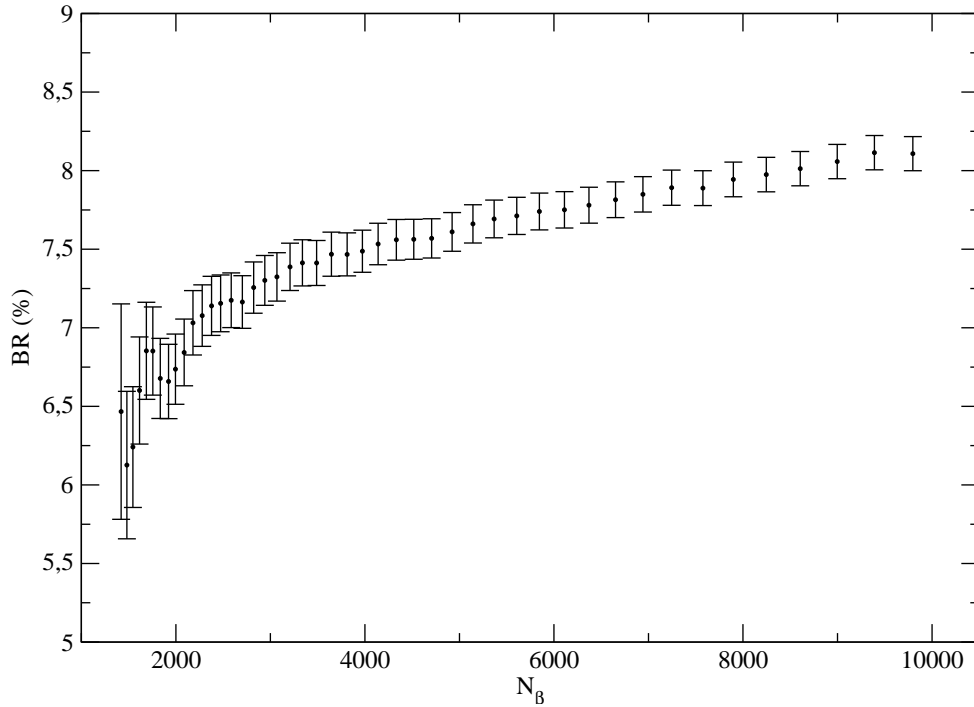


FIG. 4.22 – Evolution du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne en fonction du taux de détection des particules β pour les mesures 9 et 10. Le rapport d'embranchement est extrait du rapport du nombre de raies γ à 1041,5 keV corrigé du temps mort de l'acquisition et de l'empilement et du nombre de particules β détectées pour chaque tranche de 0,1 s de la phase de décroissance des mesures.

trait pour les mesures 9 et 10 en sommant par tranche de 0,1 s de la phase de décroissance de l'activité le nombre de particules β détectées et le nombre de raies γ à 1041,5 keV observées, corrigé du temps mort et de l'empilement (à ce stade, la correction associée au dysfonctionnement de l'ADC est trop faible pour être importante en regard de l'anomalie constatée). Comme le montre la figure 4.7, ces mesures 9 et 10 sont caractérisées par un taux de détection des particules β au début de la phase de décroissance de l'activité de l'ordre de 10^4 $\beta/0,1$ s/cycle, ce qui représente un taux de détection moyen par rapport à l'ensemble des mesures effectuées. Dans la figure 4.22, le rapport d'embranchement est représenté en fonction du nombre de particules β détectées dans chaque intervalle de la phase de décroissance. On peut constater qu'il décroît de manière monotone à mesure que l'activité diminue. Au voisinage de $N_\beta \sim 3 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s, le rapport d'embranchement semble se stabiliser à une valeur proche du rapport d'embranchement

attendu, aux fluctuations statistiques près.

La même constatation peut être faite en observant de la même manière dans la figure 4.23 la diminution progressive et la stabilisation du rapport d'embranchement en fonction du

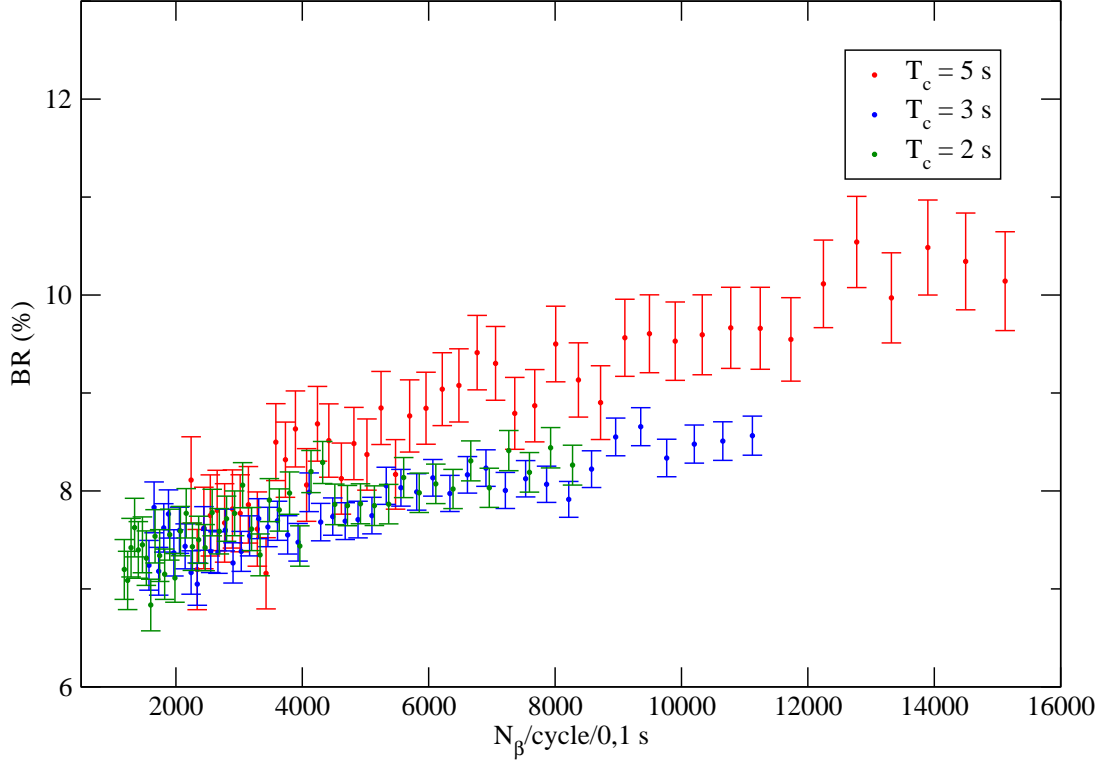


FIG. 4.23 – Evolution du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne en fonction du taux de détection des particules β pour l'ensemble des mesures à l'exclusion des deux premières. Les mesures ont été séparées en trois groupes distincts, caractérisés par des taux de détection des particules β différents au début de la phase de décroissance de l'activité.

nombre de particules β détectées en sommant la statistique obtenue pour les mesures effectuées avec un temps de collection de 2, 3 et 5 s (voir la figure 4.7). Pour ce dernier jeu de mesures, les deux premières caractérisées par un plus faible taux d'évènement au début de la phase de décroissance n'ont pas été considérées, de manière à avoir un ensemble de mesures homogènes. Les rapports d'embranchements représentés en fonction du nombre de particules β détectées en moyenne par tranche de 0,1 s de la phase de décroissance semblent converger vers une valeur comprise entre 7 et 8 %, atteinte à partir d'un taux de détection des particules β voisin de $3 \text{ à } 4 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s.

Compte tenu des observations précédentes, il semble que le rapport d'embranchement ne peut être extrait des données qu'à partir du moment où le taux de détection des événements de coïncidence β - γ est inférieur à une valeur seuil. Comme l'anomalie ne semble pas être liée à la détection des particules β par le détecteur plastique mais à l'enregistrement des raies γ , l'explication la plus plausible est qu'un surplus de raies à 1041,5 keV est codé à fort taux de coïncidence. On peut supposer que si un signal associé

à l'enregistrement d'un évènement à 1041,5 keV par le détecteur HPGe CENBG n'est pas détecté en coïncidence avec une particule β ou bien n'est pas pris en compte par l'acquisition parce qu'elle est en temps mort, et que si cet évènement est suivi de très près par un nouveau déclenchement de l'acquisition associé à la détection en coïncidence d'une particule β et d'un évènement γ de plus faible amplitude, le signal associé à la raie à 1041,5 keV peut arriver en premier dans la porte de codage de l'ADC et être codé à la place de celui ayant déclenché l'acquisition. La raie à 1041,5 keV étant à une énergie relativement élevée, ce cas de figure peut être relativement fréquent à fort taux de comptage.

Si ce scénario est correct, il n'est pas possible de le corriger sinon au moyen de simulations précises et sophistiquées dont il sera difficile d'extraire une incertitude systématique sûre. On a donc choisi d'extraire le rapport d'embranchement en ne considérant que la partie de la phase de décroissance de l'activité pour laquelle le taux de détection des particules β est inférieur à une valeur seuil arbitrairement fixée à $2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s, soit le nombre de particules β détectées au tout début de la phase de décroissance de l'activité pour les deux premières mesures. Les valeurs de rapport d'embranchement obtenues pour l'ensemble des mesures en appliquant cette condition sont reportées dans la dernière colonne du tableau 4.7. Les incertitudes associées sont asymétriques du fait de la contribution de la correction associée au dysfonctionnement de l'ADC (équation 4.8). La seconde colonne indique le point de départ de la phase de décroissance prise en compte, c'est-à-dire le temps « t' » au bout duquel le nombre de particules β détectées est inférieur au seuil de $2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s. La troisième colonne donne le nombre de raies γ observées à 1041,5 keV à partir du temps t' . Les quatrième et cinquième colonnes donnent les corrections en temps mort et en empilement obtenues au début de la phase de décroissance de l'activité prise en compte ($t=t'$). La sixième colonne donne le rapport du nombre de raies γ observées à 557 et à 511 keV pour la partie de la phase de décroissance de l'activité considérée ($t \geq t'$).

Les valeurs de rapport d'embranchement obtenues sont représentées dans le graphe en haut à droite de la figure 4.24. Elles se distribuent de manière homogène autour d'une valeur moyenne $BR = 7,41(5) \%$, avec un χ^2 réduit satisfaisant de 0,74. De manière à valider le choix du seuil arbitraire sur le taux de détection des particules β , la procédure d'extraction du rapport d'embranchement a été répétée pour les différentes mesures en appliquant un seuil de $1,5 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s (graphe en haut à gauche de la figure 4.24), de 3×10^3 particules/cycle/0,1 s et de 5×10^3 particules/cycle/0,1 s (graphes en bas à gauche et à droite de la figure 4.24). On peut constater que si les distributions des valeurs individuelles du rapport d'embranchement ne semblent pas présenter d'anomalie particulière pour des différents seuils appliqués, seules les valeurs moyennes obtenues avec des seuils à 1,5 et $2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s sont compatibles entre elles. La valeur moyenne obtenue en appliquant un seuil de 3×10^3 particules/cycle/0,1 s est à 1σ de celle obtenue avec le seuil à $2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s, et celle obtenue avec un seuil à 5×10^3 particules/cycle/0,1 s est à près de 5σ . Finalement, la figure 4.26 montre les valeurs moyennes obtenues suivant les différents seuils appliqués lors de l'extraction des rapports d'embranchements à partir des mesures individuelles.

On adoptera donc finalement un seuil de $2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s. Comme l'indique le graphe correspondant de la figure 4.24, cela se traduit par la suppression des mesures 3 et 4 du jeu de données analysées car le taux de détection des particules β à

Mesure	t' (s)	N _γ (1042)	TM (%)	PU (%)	$\frac{N_{\gamma(557)}}{N_{\gamma(511)}} (%)$	N _β	BR (%)
1	0,1	1461(38)	5,40	3,11	0,30	9185619(21073)	7,277 ^{+0,209} _{-0,209}
2	0,1	1087(33)	5,62	3,12	0,22	6705358(15202)	7,428 ^{+0,245} _{-0,245}
5	4,6	84(9)	5,24	3,36	0,61	323595(2218)	8,548 ^{+1,231} _{-1,227}
6	4,5	138(12)	5,44	3,46	0,49	786590(5214)	6,422 ^{+0,685} _{-0,684}
7	4,6	58(8)	5,47	3,04	0,55	490028(3433)	6,983 ^{+0,900} _{-0,899}
8	4,6	56(7)	5,58	3,49	0,28	413488(2825)	7,970 ^{+1,056} _{-1,055}
9	3,5	1030(32)	5,48	3,26	0,23	3154070(10626)	7,602 ^{+0,368} _{-0,368}
10	3,4	1041(32)	5,16	3,42	0,45	7399542(25600)	6,845 ^{+0,232} _{-0,231}
11	3,1	760(27)	4,65	3,18	0,45	6624395(20520)	7,420 ^{+0,250} _{-0,249}
12	2,9	1762(42)	5,81	3,53	0,34	9041050(25780)	7,548 ^{+0,222} _{-0,221}
13	2,9	1244(35)	5,86	3,46	0,29	9303310(27379)	7,188 ^{+0,213} _{-0,213}
14	3,0	1356(37)	5,71	3,18	0,34	8101732(23983)	7,141 ^{+0,226} _{-0,226}
15	2,9	1430(38)	5,00	3,06	0,33	7293766(20975)	7,427 ^{+0,240} _{-0,240}
16	2,8	1490(39)	5,09	3,33	0,44	8768294(24490)	7,720 ^{+0,225} _{-0,225}
17	2,9	1166(34)	5,31	3,21	0,36	8951735(25512)	7,406 ^{+0,219} _{-0,219}
18	3,1	1118(33)	5,17	3,46	0,25	9098970(26531)	7,438 ^{+0,218} _{-0,218}
19	3,1	1187(34)	5,01	3,52	0,32	9033222(46510)	7,505 ^{+0,209} _{-0,209}
20	3,8	658(26)	5,10	3,41	0,37	5499650(22502)	7,585 ^{+0,282} _{-0,282}
21	3,4	1095(33)	5,45	3,59	0,37	7692113(31524)	7,691 ^{+0,243} _{-0,243}
22	3,7	1024(32)	4,96	3,13	0,23	5733359(25036)	7,751 ^{+0,279} _{-0,279}
23	3,8	768(28)	5,06	3,28	0,43	5280397(16560)	7,429 ^{+0,285} _{-0,284}
24	3,8	828(29)	5,04	3,50	0,33	5007611(23863)	7,473 ^{+0,293} _{-0,293}
25	3,7	943(31)	5,08	3,53	0,40	5593384(25780)	7,671 ^{+0,282} _{-0,282}
26	3,8	798(28)	4,87	3,67	0,41	5061851(24100)	7,196 ^{+0,286} _{-0,285}
27	3,7	914(30)	5,18	3,51	0,38	6009921(27950)	7,439 ^{+0,269} _{-0,268}
28	3,8	777(28)	4,96	3,56	0,39	4576061(21816)	7,100 ^{+0,299} _{-0,298}
29	3,8	851(29)	5,15	3,24	0,47	4957828(23520)	7,494 ^{+0,295} _{-0,296}
30	3,7	605(24)	5,11	3,43	0,38	4978342(24627)	7,524 ^{+0,296} _{-0,297}
31	3,6	790(28)	5,11	3,27	0,30	2526998(12284)	7,524 ^{+0,409} _{-0,409}

TAB. 4.7: Récapitulatif des informations relatives à la détermination du rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne . Le nombre de raies γ observées à 1041,5 keV ainsi que le nombre de particules β prises en compte dans le calcul ont été extraits pour chaque mesure en considérant la partie de la phase de décroissance de l'activité ($t \geq t'$) pour laquelle le taux de détection des particules est inférieur à $2,2 \cdot 10^3$ particules/cycle/0,1 s.

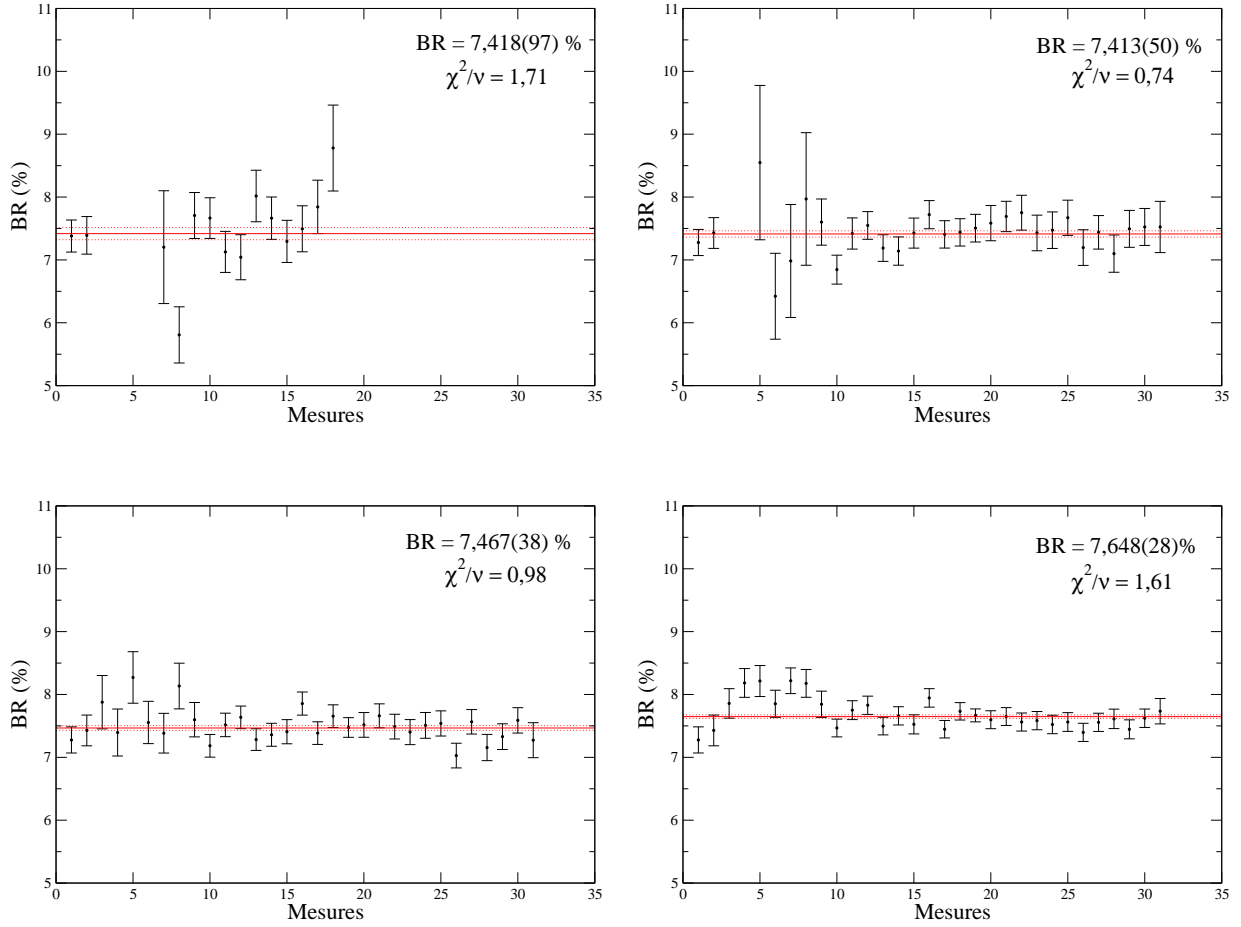


FIG. 4.24 – Valeurs de rapport d’embranchement déduites des 31 mesures courtes en ne considérant que la partie de la phase de décroissance de l’activité pour laquelle le taux de détection des particules β est inférieure à différents seuils : $N_\beta < 1,5 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour le graphe en haut à gauche, $N_\beta < 2,2 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour le graphe en haut à droite et $N_\beta < 3 \times 10^3$ et $< 5 \times 10^3$ particules/cycle/0,1 s pour les graphes en bas à gauche et à droite.

la fin de la phase de décroissance de l’activité est supérieur au seuil. Le rapport d’embranchement finalement obtenu est $BR = 7,413(50) \%$. Il présente donc une incertitude statistique de près de 0,7 %, supérieure à la précision recherchée ($\sim 0,2 \%$). Il reste également à prendre en compte l’incertitude systématique sur cette valeur moyenne et à appliquer la correction mentionnée au début du chapitre liée au mode de peuplement de l’état excité à 1041,5 keV de ^{18}F .

4.7 Résultat final

La valeur obtenue précédemment pour le rapport d’embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne est le résultat d’une moyenne réalisée sur 29 mesures indépendantes. Elle a été obtenue avec une précision statistique relative

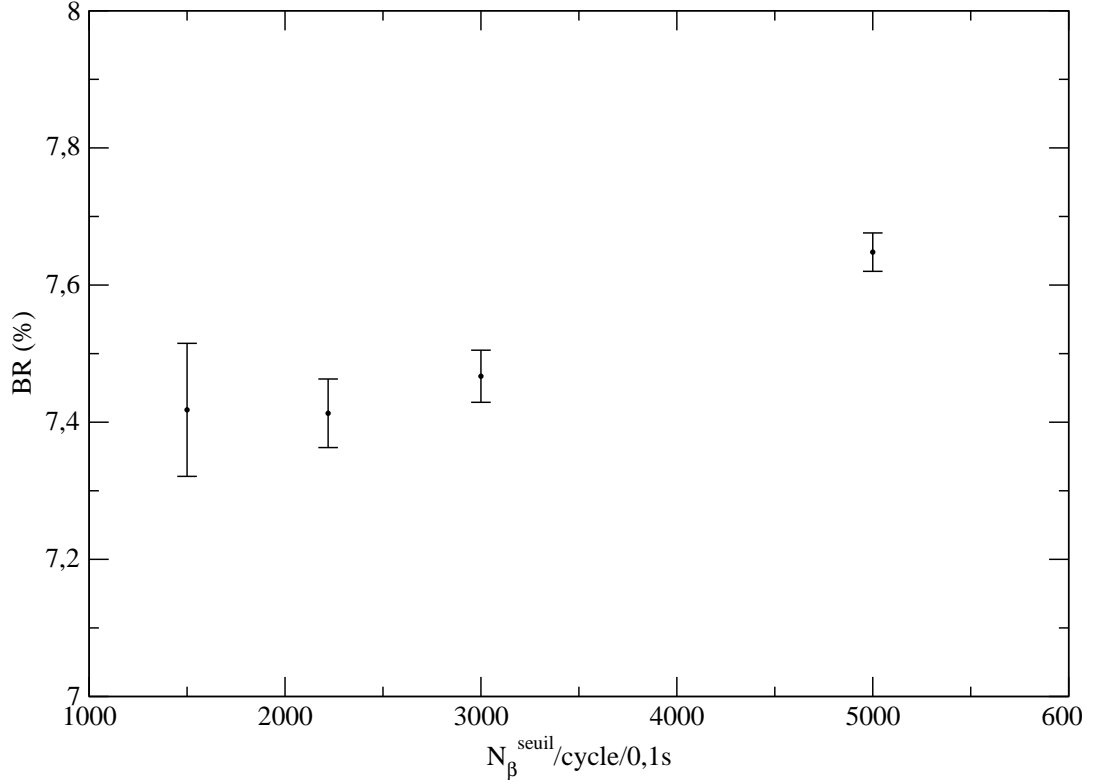


FIG. 4.25 – Valeurs moyennes obtenues pour les différents seuils appliqués à l’analyse des rapports d’embranchements des mesures individuelles représentées dans la figure 4.24.

inférieure à 1%. Nous devons maintenant évaluer les corrections systématiques associées à la procédure mise en œuvre et appliquer les corrections associées aux caractéristiques de la décroissance de ^{18}Ne . Cela nous permettra d’extraire la valeur de Ft corrigé associée à la décroissance super-permise de ^{18}Ne et de la comparer à celles obtenues avec le plus de précision pour les autres noyaux présentant une transition du même type.

4.7.1 Évaluation de l’incertitude systématique sur le rapport d’embranchement

L’incertitude statistique obtenue sur le rapport d’embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne prend en compte des hypothèses fortes sur la contribution potentielle de la contamination en ^{18}F du faisceau de ^{18}Ne collecté et sur la réduction du nombre de raies γ observées à 1041,5 keV du fait du dysfonctionnement du module ADC. On a en effet considéré dans l’évaluation du nombre de particules β émises par ^{18}Ne que la contribution du ^{18}F pouvait varier d’un facteur 2, de 46 à 92 % (tableau 4.5). Par ailleurs, l’incertitude statistique sur le nombre de raies γ à 1041,5 keV a été augmentée de la valeur de la correction appliquée (équation 4.8). La correction de temps mort sur le nombre de raies γ observées à 1041,5 keV est déduite du comptage d’impulsions délivrées à une fréquence de 10 kHz par un module d’horloge et son évaluation n’est pas a priori entachée d’une erreur. On peut donc supposer que seule la correction d’empilement est susceptible de contribuer de manière systématique à

l'incertitude sur les mesures individuelles du rapport d'embranchement. Cette correction étant relativement modeste (elle représente entre 3 et 4 % du nombre de raies γ observées à 1041,5 keV), on a suivi les recommandations de la référence [38] et considéré que l'incertitude sur la correction d'empilement était au plus de 4 % de la correction elle-même. Cette dernière a été évaluée en comparant les rapports d'embranchements obtenus à l'aide des 29 mesures considérées, avec et sans correction d'empilement, soit 7,413 % et 7,188 %. La différence entre ces deux valeurs est de 0,225 %, soit 3,0 % du rapport d'embranchement calculé en tenant compte de la correction d'empilement. L'incertitude systématique associée à la correction d'empilement est ainsi de $\pm 0,009$ %. La valeur moyenne résultant de l'analyse des mesures courtes de rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne est finalement de :

$$\text{BR} = 7,413 (50)_{\text{stat}}(9)_{\text{sys}} = 7,413 (51)\% \quad (4.11)$$

4.7.2 Correction liée aux caractéristiques de la décroissance de ^{18}Ne

L'évaluation du rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise de ^{18}Ne a été réalisée en supposant que l'état excité à 1041,5 keV de ^{18}F donnant lieu à l'émission de la raie γ à la même énergie est exclusivement peuplé dans la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne . Cette hypothèse n'est pas correcte car l'état excité à 1041,5 keV de ^{18}F peut être peuplé via l'émission d'une raie γ à 659,3 keV issue de la désexcitation d'un état de ^{18}F à 1701 keV peuplé lui aussi dans la décroissance β de ^{18}Ne (voir la figure 1.6). Le nombre de raie γ observées à 1041,5 keV pris en compte dans le calcul du rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne (équation 4.3) doit ainsi être réduit du rapport $I_\gamma(659)/I_\gamma(1041,5)$ des intensités absolues des transitions γ à 659,3 et à 1041,5 keV. Cette correction donnée dans la référence [7] vaut :

$$\frac{I_\gamma(659)}{I_\gamma(1041,5)} = 0,01729(11) \quad (4.12)$$

La prise en compte de cette correction conduit à une valeur finale du rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne de :

$$\text{BR} = 7,285 (51) \% \quad (4.13)$$

La précision sur cette valeur finale est de 0,7 % et elle est essentiellement d'origine statistique. Elle est à peu près quatre fois plus précise que la valeur $\text{BR} = 7,70 (21) \%$ de référence [35].

4.7.3 Corrections du second ordre

Compte tenu de la précision atteinte sur le rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de ^{18}Ne lors de l'expérience E622S, deux corrections dont on suppose qu'elles sont du second ordre en regard de celles prises en compte dans la mesure ont été ignorées. Leur évaluation nécessiterait la réalisation de simulations poussées du fonctionnement des détecteurs utilisés lors de l'expérience, validées par des mesures expérimentales.

La première correction est associée à l'efficacité de détection des particules β émises par ^{18}Ne : la validité de l'équation 4.3 repose sur l'hypothèse que l'efficacité du détecteur plastique est indépendante de l'énergie des particules β émises dans la décroissance de ^{18}Ne (et de ^{18}F pour l'estimation de sa contribution à l'activité β). Cette approximation est justifiée au premier ordre du fait que l'énergie maximale des particules β émises par ^{18}Ne varie de $E_\beta = Q_\beta = 4444 \text{ keV}$ (décroissance vers l'état fondamental de ^{18}F) à $E_\beta = Q_\beta - 1701 = 2743 \text{ keV}$ (décroissance vers l'état excité de ^{18}F à 1701 keV). Dans cette gamme d'énergie, on ne s'attend pas à ce que la fraction de particules β cédant au détecteur une énergie inférieure au seuil de détection varie significativement. A titre d'exemple, lors de l'étude de la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{38}Ca réalisée d'une part par B. Blank *et al.* à l'aide d'un détecteur plastique de 5 mm d'épaisseur [58] et d'autre part par H.I. Park *et al.* à l'aide d'un détecteur plastique de 1 mm d'épaisseur [59], des variations d'efficacité β de l'ordre de 0,2 à 0,4 % ont été estimées suivant l'énergie maximale disponible dans les différentes transitions β . Or la valeur de Q_β pour la désintégration de ^{38}Ca (6,6 MeV) est voisine de celle de ^{18}Ne (4,4 MeV). On peut ainsi supposer que la variation d'efficacité β dans notre étude de la décroissance de ^{18}Ne à l'aide d'un détecteur plastique de 3 mm d'épaisseur est inférieure à 0,4 %, soit une valeur presque deux fois plus faible que celle de l'incertitude associée au rapport d'embranchement que nous avons mesuré.

Pour déterminer précisément la dépendance en énergie de l'efficacité de détection des particules β , il faudrait pouvoir déterminer précisément le seuil de détection en énergie des particules en comparant le spectre en énergie des particules détectées avec une simulation de type Monte-Carlo. De telles simulations ont été effectuées pour différentes épaisseurs d'un détecteur plastique similaire à celui utilisé lors de l'expérience E622S [54]. Malheureusement, lors de l'expérience, l'enregistrement à l'aide d'un module de type QDC des spectres en énergie β obtenus à partir des signaux délivrés par les deux photomultiplicateurs associés au détecteur plastique n'a pas permis de déterminer précisément le seuil de détection des particules. On suppose néanmoins, compte tenu du faible bruit électronique observé pour ces signaux, qu'il était voisin de 100 keV. Dans ces conditions, les simulations rapportées dans la référence [54] de la réponse d'un détecteur plastique similaire à celui utilisé lors de l'expérience E622S à la décroissance de ^{18}Ne indiquent que le détecteur a une probabilité de l'ordre de 0,1 % de détecter le rayonnement γ émis par les ions collectés. Les échelles de comptage ne permettant pas de distinguer ces événements de ceux associés à la détection des particules β émises par ^{18}Ne et ^{18}F , il faudrait en principe prendre en compte cette correction dans l'évaluation du nombre de particules β émises par ^{18}Ne , nécessaire à la mesure du rapport d'embranchement de sa décroissance super-permise. Cette nouvelle correction étant très faible en regard de la précision obtenue dans ce travail, elle n'est pas critique ici.

La seconde correction est associée à l'estimation de l'efficacité absolue de détection du détecteur HPGe CENBG à 1041,5 KeV. Elle est issue d'une simulation qui ne prend pas en compte de manière détaillée l'environnement dans lequel a été réalisée l'expérience, c'est-à-dire la géométrie complète du dispositif expérimental et les matériaux dont il est constitué. L'influence de l'environnement sur l'efficacité de détection a été étudiée lors de la caractérisation du détecteur à l'aide de différentes sources radioactives dans la référence [49], au travers de la mesure du nombre total de coups détectés par rapport

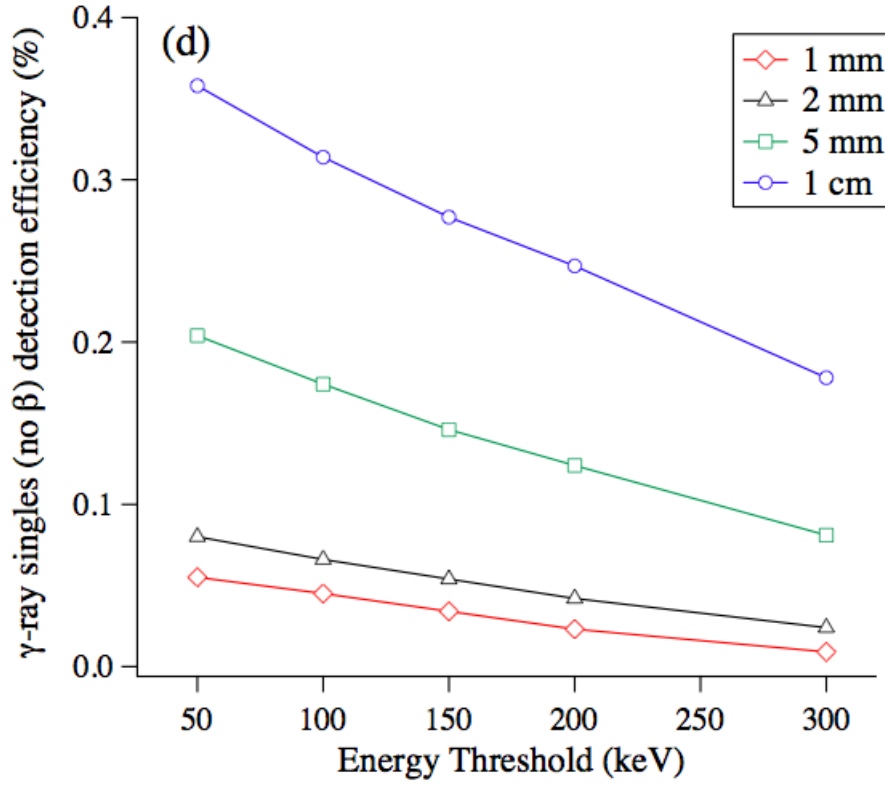


FIG. 4.26 – Probabilités de détection du rayonnement γ dans un détecteur plastique du type de celui utilisé lors de l'expérience E622S suivant le seuil de détection en énergie et l'épaisseur du détecteur. Les valeurs représentées sont extraites de la référence [54].

au nombre de coups détectés à une énergie donnée. Une telle étude reste à faire dans les conditions de réalisation de l'expérience E662S. Néanmoins, on peut supposer compte tenu de la distance relativement grande (15 cm) entre la position de l'activité collectée et le détecteur de rayonnement γ que l'influence de l'environnement sur l'efficacité absolue de détection à 1041,5 keV est très faible.

4.7.4 Valeur de Ft corrigé pour la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne

La mesure de rapport d'embranchement réalisée dans ce travail de thèse permet de déterminer une nouvelle valeur plus précise de la durée de vie partielle caractérisant la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne . Elle vaut :

$$t = \frac{T_{1/2}}{BR}(1 + P_{EC}) = 22880 (161) \text{ ms} \quad (4.14)$$

où $T_{1/2} = 1665,4 (11) \text{ ms}$ est la durée de vie de ^{18}Ne [37] et $P_{EC} = 0,081 \%$ la fraction de décroissance de ^{18}Ne par capture électronique [7]. La précision sur cette valeur est identique à celle obtenue sur la mesure du rapport d'embranchement.

En adoptant la valeur $f = 134,64 (17)$ pour le facteur d'espace de phase associé à la

transition [7], la valeur de ft obtenue pour ^{18}Ne dans ce travail est ainsi de :

$$ft = 3085(22) \text{ s} \quad (4.15)$$

Elle diffère de près de 8σ de celle donnée dans la littérature, $t = 2914 (79) \text{ s}$ [7], et elle est à peu près quatre fois plus précise.

Finalement, une nouvelle valeur plus précise de Ft corrigé peut être extraite en utilisant l'équation 1.35 et en adoptant les corrections théoriques proposées Hardy et Towner dans la référence [7] :

$$Ft = ft(1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C) = 3100(22)s \quad (4.16)$$

Elle est légèrement supérieure à celle évaluée sur la base du rapport d'embranchement déterminé avant ce travail ($Ft = 2933 (80) \text{ s}$) et elle est supérieure d'un peu plus de 1σ à la valeur moyenne extraite des 15 valeurs de Ft corrigé évaluées avec le plus de précision : $\overline{Ft} = 3072,27 (72) \text{ s}$.

La figure 4.27 compare la valeur de Ft obtenue pour ^{18}Ne à celle des 15 autres valeurs les plus précises obtenues à ce jour. La valeur récemment obtenue pour ^{38}Ca [58, 59] ainsi que la valeur peu précise associée à la décroissance super-permise de ^{42}Ti [7] ont été ajoutées à la figure. La comparaison de cette figure à celle montrée à la fin du premier chapitre (figure 1.7) montre que la nouvelle valeur de rapport d'embranchement obtenue pour la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne conduit à un bien meilleur accord avec la systématique des valeurs de Ft .

Si on utilise la valeur du rapport d'embranchement obtenue dans ce travail de thèse ($\text{BR} = 7,285 (51) \%$), et en adoptant comme corrections radiatives celles proposées par Hardy et Towner dans la référence [7] ($\delta'_R = 1,506 \%$ et $\delta_{NS} = -0,290 (35) \%$), la correction de brisure de symétrie d'isospin δ_C peut être évaluée pour la décroissance super-permise de ^{18}Ne avec la valeur Ft corrigée moyenne obtenue à partir des 15 mesures les plus précises reportées dans la figure 4.27. Cette correction vaut $\delta_C = 1,60 (19) \%$. Elle est du même ordre que celle calculée par Hardy et Towner pour les noyaux de numéro atomique élevé tel que ^{62}Ga , mais deux à trois fois supérieure à celles calculées pour ^{18}Ne ($0,560 (39) \%$) et les autres noyaux de numéro atomique voisin [7]. Si cela paraît peu vraisemblable et semble donc indiquer que le rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne est légèrement plus faible que celui mesuré dans ce travail, la précision relative de $0,7 \%$ obtenue sur le rapport d'embranchement permet de donner plus de crédit aux approches théoriques prédisant des corrections de brisure de symétrie d'isospin relativement élevées telle que celle suivie par Hardy et Towner dans le cadre du modèle en couches nucléaires, plutôt que celles prédisant des corrections faibles telle que celle suivie par Liang et al. [13] basée sur un modèle de champ moyen relativiste.

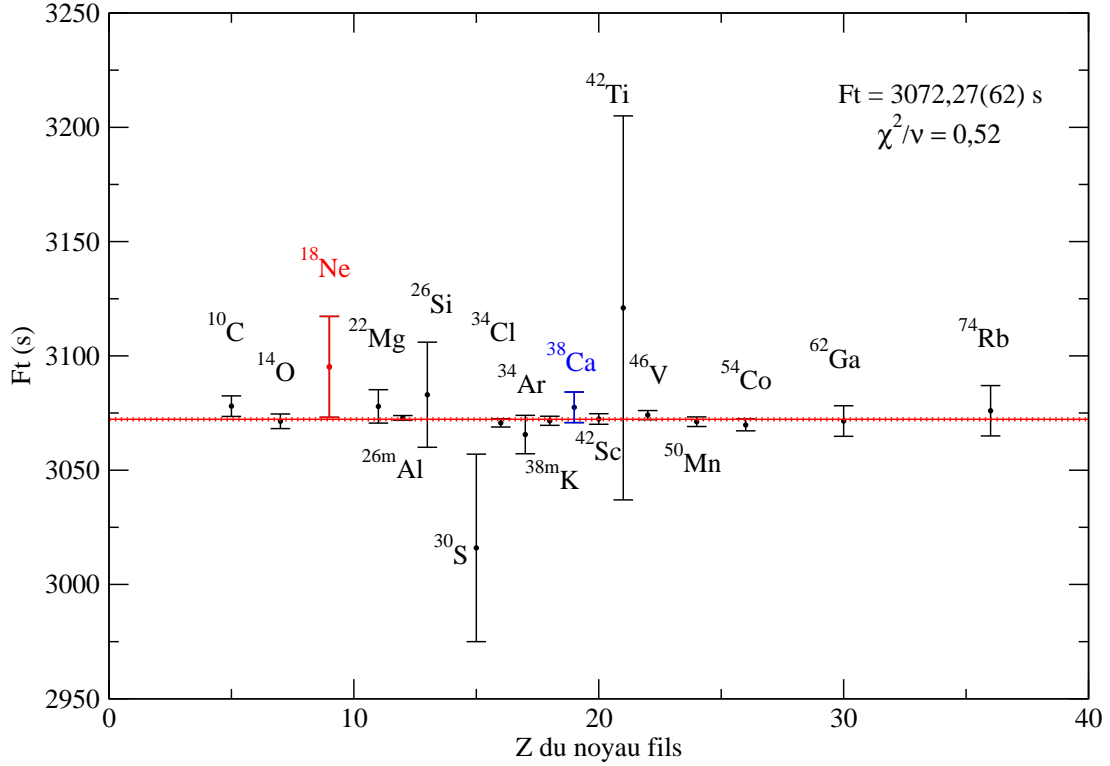


FIG. 4.27 – Comparaison de la valeur de Ft corrigé obtenue pour la transition super-permise dans la décroissance de ^{18}Ne dans ce travail de thèse ($Ft = 3100(20) \text{ s}$) et celles des 15 autres transitions super-permises mesurées avec le plus de précision. La valeur moyenne obtenue à l'aide de ces 15 transitions est indiquée à l'aide d'un trait rouge. Elle vaut $3072,27(72) \text{ s}$. La valeur de Ft corrigé obtenue récemment pour ^{38}Ca [58, 59] et non prise en compte dans la moyenne des valeurs les plus précises est également indiquée, ainsi que celle peu précise obtenue pour ^{42}Ti [7].

Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des tests de précision du Modèle Standard au moyen d'expériences réalisées à basse énergie. Elle présente les résultats de deux expériences de haute précision dédiées à l'étude de la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne ($N = 8$, $Z = 10$). La détermination de la valeur ft de ces transitions particulières permet de vérifier directement l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel dans la désintégration β régie par l'interaction faible. La comparaison des valeurs corrigées associées, Ft , permet de déterminer avec une très grande précision la valeur de l'élément V_{ud} de la matrice de mélange de saveur des quarks de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa et de tester son unitarité. La valeur de V_{ud} obtenue à partir de la mesure précise de la force des transitions super-permises de type Fermi est notamment plus précise que celles obtenues à partir de l'étude systématique de la décroissance β des noyaux miroirs, de la désintégration du neutron libre ou bien de celle du pion. La valeur Ft de ^{18}Ne n'est pas encore prise en compte dans la systématique des mesures de précision des décroissances super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi en raison de l'imprécision de la mesure du rapport d'embranchement de cette transition. L'amélioration de la précision de cette mesure est en outre particulièrement importante car elle permettrait de contraindre le calcul des corrections coulombiennes de brisure de symétrie d'isospin δ_C associées à ces transitions particulières. Dans ce travail de thèse nous avons mesuré avec une précision inférieure à 1 % deux des trois observables expérimentales entrant dans le calcul de la valeur ft caractérisant la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne : le temps de vie et le rapport d'embranchement de la transition super-permise.

La durée de vie de ^{18}Ne est aujourd'hui bien connue. Sa mesure a fait l'objet de plusieurs expériences de haute précision. Le deuxième chapitre de ce manuscrit traite de l'analyse de l'une d'entre elles, réalisée en 2008 à TRIUMF au Canada. La valeur obtenue lors de ce travail, $T_{1/2} = 1,6635(20)$ s, est compatible avec les mesures réalisées antérieurement. Elle constitue avec une incertitude de 0,12 % la deuxième mesure la plus précise. La précision sur la mesure de la durée de vie de ^{18}Ne est limitée dans notre travail par la contamination possible du faisceau de ^{18}Ne en ^{17}F sous forme moléculaire (HF^{1+}).

La situation est un peu différente pour la mesure du rapport d'embranchement de la transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi de ^{18}Ne . Jusqu'à aujourd'hui, une seule mesure du rapport d'embranchement est mentionnée dans la littérature, avec une précision relative de ~ 3 %. Ce type de mesure nécessite en effet l'utilisation de détecteurs de rayonnement γ permettant de mesurer avec une très grande précision de l'ordre de 0,1 à 0,2 % l'intensité absolue de la transition γ à 1042 keV caractérisant la décroissance super-permise de ^{18}Ne . De tels détecteurs existent aujourd'hui : le troisième chapitre décrit la caractérisation en efficacité de l'un d'entre eux, emprunté au groupe Noyaux Exotiques du CENBG, au moyen de sources radioactives dont l'activité est connue avec une précision de 0,1 %. Ces tests ont permis de mettre au point une chaîne électronique d'acquisition de données et d'élaborer un protocole d'analyse de données de spectroscopie γ permettant

de réaliser des mesures très précises d'intensités γ absolues.

Ce travail a précédé la réalisation au GANIL de l'expérience E622S visant à déterminer avec précision le rapport d'embranchement de la transition super-permise de type Fermi de ^{18}Ne . L'expérience a nécessité la mise en œuvre de modifications techniques de la station d'identification de SPIRAL et a ouvert la voie à la réalisation de mesures de grande précision de la durée de vie de noyaux radioactifs. Cette expérience a permis de mesurer avec une précision de 0,7 % le rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans la décroissance de ^{18}Ne . La valeur obtenue $\text{BR} = 7,29 (5) \%$ est ~ 4 fois plus précise que celle déterminée antérieurement. La valeur $Ft(^{18}\text{Ne})$ déduite, 3100(22) s, n'est pas assez précise pour contraindre de manière décisive le calcul de la correction de brisure de symétrie d'isospin caractérisant la désintégration super-permise de ^{18}Ne . Elle est cependant plus précise que la valeur obtenue pour d'autres noyaux tels que ^{30}S et ^{42}Ti , et elle a une précision similaire à celle obtenue pour ^{26}Si qui fait partie de la systématique des 15 noyaux dont les valeurs de Ft sont utilisées pour valider l'hypothèse de conservation du courant vecteuriel dans l'interaction faible et calculer l'élément V_{ud} de la matrice CKM. L'expérience E622S a également permis d'identifier les difficultés associées à la réalisation de mesures précises de rapports d'embranchements et contribuera à les rendre possibles dans un futur proche.

Dans cette perspective, plusieurs points peuvent être améliorés :

- Lors de l'expérience E622S, la durée de vie de ^{18}Ne n'a pas pu être mesurée du fait du relâchement par la bande déroulante d'une partie des ions implantés à basse énergie. Il est donc impératif dans la perspective d'expériences futures de remplacer la bande déroulante du dispositif, en particulier pour mesurer la durée de vie d'éléments chimiquement peu réactifs tels que les gaz rares.

Ce problème de relâchement de l'activité ne semble pas avoir eu d'incidence sur la mesure du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne , dans la limite de la précision atteinte lors de l'expérience. Le remplacement de la bande est néanmoins nécessaire dans la perspective de mesures futures plus précises. La qualité de la nouvelle bande pourra être testée en mesurant la durée de vie de noyaux tels que ^6He et ^{18}Ne pour lesquels elle est déjà connue avec une grande précision.

- La mesure précise de rapports d'embranchements nécessite quant à elle de fiabiliser le système d'acquisition des données, en utilisant notamment des modules ADC de type VME plutôt que VXI. La principale limitation rencontrée lors de la mesure du rapport d'embranchement de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans la décroissance de ^{18}Ne est d'ordre statistique : l'efficacité de détection du rayonnement γ est faible du fait de l'utilisation d'un seul détecteur placé à une distance relativement grande du point de collection de l'activité pour s'affranchir des effets induits par la taille de l'échantillon collecté et de la précision du positionnement de la bande. Par ailleurs, on a pu constater qu'un trop fort taux de décroissance empêche la réalisation de mesures précises du fait de coïncidences fortuites entre la détection des particules β et du rayonnement γ . Lors de l'expérience E622S, le taux de détection des particules β a ainsi dû être limité à $2,2 \times 10^4$ particules/s. Dans ces conditions, une précision statistique de l'ordre de 0,2 % sur la mesure du rapport d'embranchement de la décroissance super-permise de ^{18}Ne nécessiterait près de 400 h de mesure. Une première alternative consisterait à réduire autant que possible la fenêtre de coïncidence β - γ pour limiter les coïncidences fortuites et à limiter la taille de la porte de

codage de l'ADC. Une deuxième possibilité consisterait à évaluer au moyen de simulations le nombre de coïncidences fortuites et d'appliquer une correction dépendant du taux de détection aux mesures effectuées. Dans les deux cas, l'utilisation d'un TAC pour contrôler l'intervalle de temps séparant les événements β et γ détectés en coïncidence devrait permettre d'optimiser le taux de comptage à partir duquel les effets systématiques associés aux coïncidences fortuites sont acceptables en regard de la précision recherchée sur la mesure du rapport d'embranchement. Dans tous les cas, à fort taux de comptage, la correction d'empilement appliquée au nombre de rayons γ détectés pourrait devenir difficile à maîtriser. Des tests seront donc nécessaires en utilisant par exemple un faisceau de ^{22}Mg dont le rapport d'embranchement de la décroissance super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de type Fermi est connu avec une précision de 0,2 % (BR = 53,15 (12) %). Ce faisceau sera bientôt disponible auprès de l'installation SPIRAL avec la mise en fonctionnement d'une source de type FEBIAD.

Bibliographie

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa. *Prog. Theor. Phys.*, 49 :652, 1973.
- [2] F. Abe et al. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626, 1995.
- [3] K. Kodama et al. *Phys. Lett. B*, 504 :218, 2001.
- [4] S. Chatrchyan et al. *Phys. Lett. B*, 716 :30, 2012.
- [5] G. Aad et al. *Phys. Rev. C*, 90 :052004, 2014.
- [6] D.H. Wilkinson. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 335 :182, 1993.
- [7] J.C. Hardy and I.S. Towner. *Phys. Rev. C*, 91 :025501, 2015.
- [8] J.C. Hardy and I.S. Towner. *Ann. Phys.*, 525 :443, 2013.
- [9] W. Marciano and A. Sirlin. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :032002, 2006.
- [10] J.C. Hardy and I.S. Towner. *Phys. Rev. C*, 79 :055502, 2009.
- [11] I.S. Towner and J.C. Hardy. *Phys. Rev. C*, 66 :035501, 2002.
- [12] I.S. Towner and J.C. Hardy. *Phys. Rev. C*, 77 :025501, 2008.
- [13] H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng. *Phys. Rev. C*, 79 :064316, 2009.
- [14] A.E. Calik, M. Gerceklioglu, and D.I. Salamov. *Z. Naturforsch*, 64A :865, 2009.
- [15] W.E. Ormand and B. Brown. *Phys. Rev. C*, 52 :2455, 1995.
- [16] I.S. Towner, J.C. Hardy, and M. Harvey. *Nucl. Phys. A*, 284 :269, 1977.
- [17] O. Naviliat-Cuncic and N. Severijns. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :142302, 2009.
- [18] N. Severijns, M. Tandecki, T. Phalet, and I.S. Towner. *Phys. Rev. C*, 78 :055501, 2008.
- [19] J. Grinyer et al. *Phys. Rev. C*, 91 :032501(R), 2015.
- [20] X. Flécharde et al. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 38 :055101, 2011.
- [21] V.Yu. Kozlov et al. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 266 :4515, 2008.
- [22] A. Gorelov et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :142501, 2005.
- [23] P.A. Vetter et al. *Phys. Rev. C*, 77 :035502, 2008.
- [24] D. Melconian et al. *PoS X LASNPA*, page 010, 2014.
- [25] I.S. Towner and J.C. Hardy. *Rep. Prog. Phys.*, 73 :046301, 2010.
- [26] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 37 :075021, 2010.
- [27] S. Arzumanov et al. *Phys. Lett. B*, 483 :15, 2000.
- [28] A. Serebrov et al. *Phys. Lett. B*, 605 :72, 2005.

- [29] N. Severijns, M. Beck, and O. Naviliat-Cuncic. *Rev. Mod. Phys.*, 78 :991, 2006.
- [30] D. Počanić et al. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :181803, 2004.
- [31] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). *Chin. Phys. C*, 38 :090001, 2014.
- [32] K. Blaum et al. *Nucl. Phys. A*, 746 :305, 2004.
- [33] D.E. Alburger and D.H. Wilkinson. *Phys. Lett. B*, 190 :32, 1970.
- [34] E. Aslanides, F. Jundt, and A. Gallmann. *Nucl. Phys. A*, 152 :251, 1970.
- [35] J.C. Hardy, H. Schmeing, J.S. Geiger, and R.L. Graham. *Nucl. Phys. A*, 246 :61, 1975.
- [36] D.E. Alburger and F.P. Calaprice. *Phys. Rev. C*, 12 :1690(R), 1975.
- [37] G.F. Grinyer et al. *Phys. Rev. C*, 87 :045502, 2013.
- [38] G.F. Grinyer et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 579 :1005, 2007.
- [39] <http://www.triumf.ca/research-program/research-facilities/isac-facilities>.
- [40] K. Jayamanna et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 77 :03A709, 2006.
- [41] A.B. Garnsworthy and P.E. Garrett. *Hyperfine Interact.*, 225 :121, 2014.
- [42] S. Triambak et al. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :042301, 2012.
- [43] A.T. Laffoley et al. *Phys. Rev. C*, 2013 :015501, 88.
- [44] V.T. Koslowsky et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 401 :289, 1997.
- [45] A.P. Baerg. *Metrologia*, 1 :131, 1965.
- [46] S. Baker and R.D. Cousins. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 221 :437, 1984.
- [47] W.H. Press et al. *Numerical Recipes in C*. Cambridge Press, 2nd edition, 2002.
- [48] A.T. Laffoley et al. *Phys. Rev. C*, 2015 :025502, 92.
- [49] B. Blank et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 776 :34, 2015.
- [50] J.A. Halbleib and T.A. Mehlhorn. *Nucl. Sci. Eng.*, 92 :338, 1986.
- [51] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 506 :250, 2003.
- [52] D.C. Radford. RadWare Software Package, <http://radware.phy.ornl.gov/>, 2000.
- [53] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Hardcover, 3rd edition, 2000.
- [54] G.F. Grinyer et al. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 741 :18, 2014.
- [55] F. Ajzenberg-Selove. *Nucl. Phys. A*, 523 :1, 1991.
- [56] D.R. Tilley, H.R. Wellera, and C.M. Chevesa. *Nucl. Phys. A*, 564 :1, 1993.
- [57] B. Blank. private communication.
- [58] B. Blank et al. *Eur. Phys. J. A*, 51 :8, 2015.
- [59] H.I. Park et al. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :102502, 2014.

Mesure de précision de la décroissance super-permise de ^{18}Ne

Résumé

La thèse porte sur la mesure précise de la décroissance super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+ ; T=1$) de type Fermi du noyau ^{18}Ne . Elle s'inscrit dans le cadre des études à basse énergie de l'interaction faible, qui permettent de tester certaines des prescriptions du Modèle Standard, ainsi que les modèles théoriques utilisés pour évaluer l'influence sur la structure du noyau atomique de la non-conservation de l'isospin par les forces nucléaires.

Le travail porte sur la mesure précise de deux observables caractérisant la désintégration super-permise de ^{18}Ne : la durée de vie du noyau, $T_{1/2} = 1,6635 (20) \text{ s}$ a été mesurée au moyen de détecteurs de particules bêta auprès de l'installation ISAC à TRIUMF au Canada. Le rapport d'embranchement de la transition super-permise, $\text{BR} = 7,29 (5) \%$, a été obtenu au moyen d'un détecteur de rayonnement gamma auprès de l'installation SPIRAL du GANIL, en France. Cette dernière mesure a nécessité la mise en œuvre d'un dispositif dédié au GANIL qui permettra dans le futur d'étudier avec une grande précision les désintégrations super-permises d'autres noyaux radioactifs ainsi que les désintégrations bêta entre noyaux miroirs.

High-precision measurement of the superallowed beta decay of ^{18}Ne

Abstract

This thesis focuses on high-precision measurements of the superallowed ($0^+ \rightarrow 0^+ ; T=1$) Fermi decay of ^{18}Ne . Low-energy studies of the weak interaction allow one to test both predictions of the Standard Model, and theoretical models that evaluate corrections to the beta decay strength due to the isospin symmetry breaking by charge-dependent nuclear forces.

In this work, a precise measurement of the half-life and branching ratio of the superallowed transition were obtained for the decay of ^{18}Ne . The half-life, $T_{1/2} = 1.6635 (20) \text{ s}$, was obtained in a beta decay experiment performed at the ISAC facility at TRIUMF in Canada. The branching ratio, $\text{BR} = 7.29 (5) \%$, was measured with a high precision gamma-ray detector at the SPIRAL facility of GANIL in France. This latter measurement required the development of a dedicated experimental tape station that will allow similar high-precision measurements to be performed in the future with other superallowed emitters and mirror beta decays.

Mots clés : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Faisceaux d'ions radioactifs, Modèle standard (Physique nucléaire), Interaction faible (Physique nucléaire), Spectroscopie nucléaire, Désintégration bêta super-permise, Durée de vie bêta, Rapport d'embranchement bêta